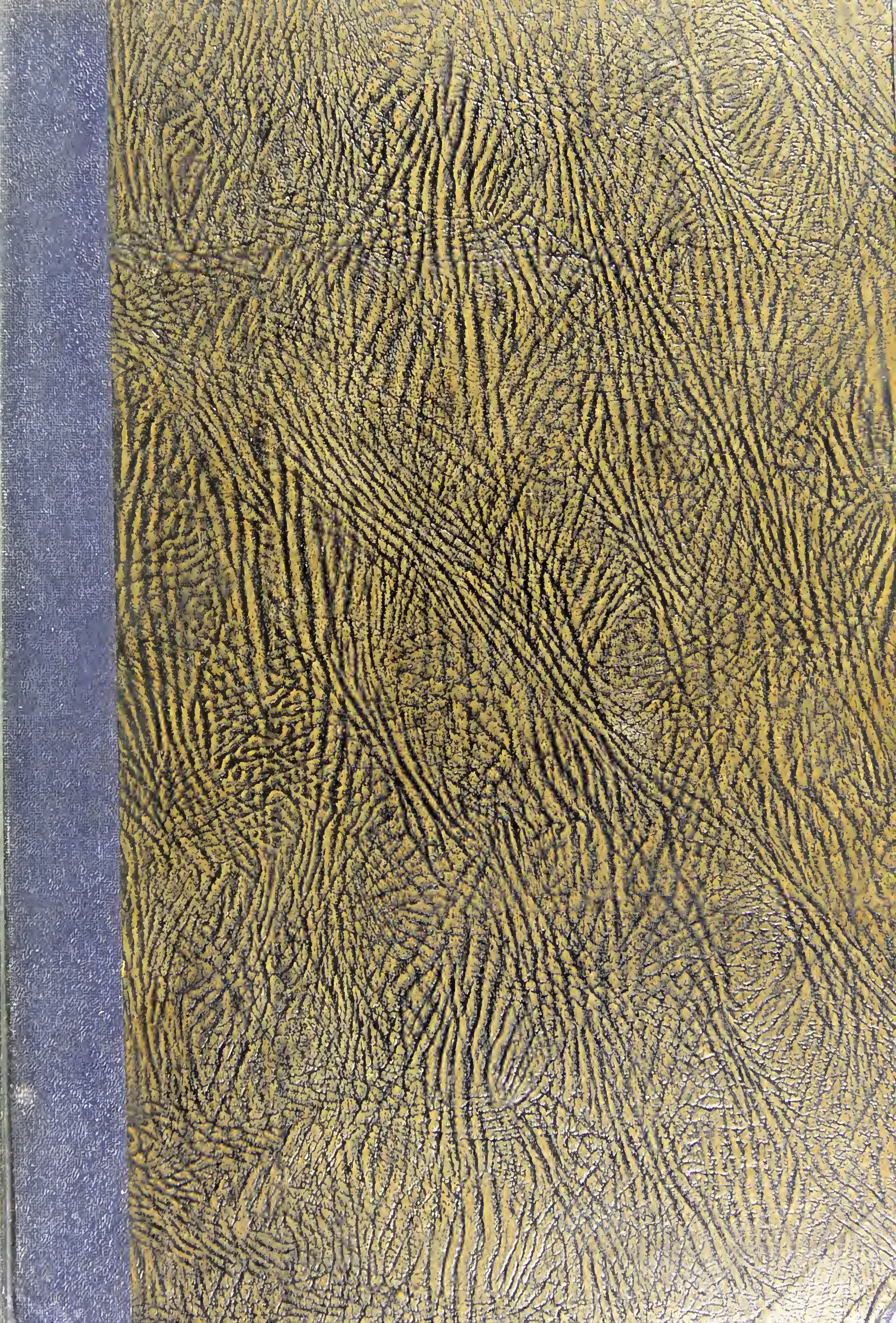
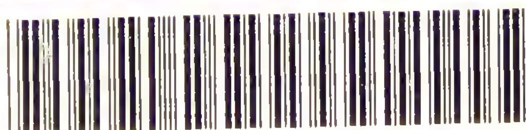



22500817499

GESAMMELTE ABHANDLUNGEN

ZUR ALLGEMEINEN

MUSKEL- UND NERVENPHYSIK

VON

EMIL DU BOIS-REYMOND.

ERSTER BAND.

MIT XXIX IN DEN TEXT GEDRUCKTEN HOLZSCHNITTEN UND VIER TAFELN.



LEIPZIG
VERLAG VON VEIT & COMP.
1875.

UEBERSETZUNGSRECHT VORBEHALTEN.

M18176

WELLCOME INSTITUTE LIBRARY

Coll. WelMOmec

Coll. No.

DEM

ANDENKEN

SEINES FREUNDES

HENRY BENCE JONES

GEWIDMET

VOM

VERFASSER.

Vorrede.

Bei geistigen Neigungen, welche mich sehr verschiedenen Richtungen des Naturerkennens mit fast gleicher Stärke zutrieben, ward mir das Loos, meine bisherige Forscherarbeit beinah ausschliesslich einem einzigen, scheinbar ganz beschränkten Gegenstande zu widmen. Ich war erst zweiundzwanzig Jahre alt, als Johannes Müller mich vor die Frage nach dem Quell von Nobili's Froschstrom stellte, und nach vierunddreissig Jahren bin ich noch damit beschäftigt, die Antwort auf diese Frage zu suchen. Diese Gestaltung meiner wissenschaftlichen Laufbahn hat mir manchen Schaden gebracht. Während ich oft meiner ganzen Willensstärke bedurfte, um trotz der Ermüdung, die aus der Einförmigkeit meiner Arbeit entsprang, bei der Stange zu bleiben, schalten mich Leute einseitig, welche von Höhe und Umfang, und den allerwärts sich verzweigenden Beziehungen meiner Aufgabe keine Ahnung hatten. Mein ganzes wissenschaftliches Ansehen war wie auf Eine Karte gestellt, ja ein Knabe, der meine Thatsachen nicht achtete, weil er selber keine fand, und der sich einbildete, den für ihn doch etwas zu festen Bau meiner Hypothesen umgeworfen zu haben, durfte fragen, was nach seinen Thaten denn von mir noch übrig bleibe?

Bei heutiger Gelegenheit aber kommt meine scheinbare Einseitigkeit mir zu Gute. Streben fast alle meine Arbeiten Einem Ziele zu, so bilden sie auch ein zusammenhängendes, einheitliches Ganze. Einen ersten Abschnitt dieser Arbeiten fasste ich, in jugendlichem Selbstvertrauen, und mit einer noch durch keine Berufsgeschäfte und keine übermässige Bedenklichkeit gehemmten Productionskraft, in meinen 'Untersuchungen'

zusammen.[1] Dies allzu keck angelegte Unternehmen gerieth in's Stocken, indem der Gegenstand mir unter den Händen so mächtig wuchs, und neben mir durch Andere theils auf meinen Anstoss, theils von mir unabhängig so rasch gefördert wurde, dass ich die bis dahin geübte Art der Veröffentlichung meiner Ergebnisse aufgeben musste. Neue Methoden machten es nothwendig, fast das ganze, schon einmal durchmessene Gebiet noch einmal abzusuchen, und die durch diese Methoden ermöglichte Art der Behandlung stimmte schlecht mit der ursprünglichen, nur auf qualitative Ermittelung berechneten Anlage des Ganzen. Bei mehr und mehr beschränkter Musse, und durch meine Stellung als Akademiker zu periodischen Bekanntmachungen gezwungen, musste ich fortan den allgemein gebräuchlichen Weg einschlagen, das einigermaassen Sichergestellte und vorläufig Abgeschlossene in einzelnen Abhandlungen herauszugeben. Wenn ich, was noch immer mein Vorsatz ist, später einmal zur Vollendung der 'Untersuchungen' zurückkehre, werde ich sie doch gleichsam nur buchhändlerisch abschliessen können. Das in der Vorrede zum ersten Bande der 'Untersuchungen' vom März 1848 entworfene Schema auszufüllen, ward unthunlich. Allein das dort angekündigte neunte Capitel, welches einen Ueberblick über die allgemeine Muskel- und Nervenphysik geben sollte, wäre bei dem heutigen Zustande der Wissenschaft ein umfängliches Werk von grösster Schwierigkeit.

Einen kleinen Theil meiner seit 1851 veröffentlichten Abhandlungen über allgemeine Muskel- und Nervenphysik, der sich auf Parelektronomie und auf Sichtbarmachung des Muskelstromes und seiner negativen Schwankung am lebenden menschlichen Körper bezog, habe ich in grösserer Ausführlichkeit schon der zweiten Abtheilung des zweiten Bandes der 'Untersuchungen' einverleibt. Der bei weitem grösste Theil, fast alle meine wissenschaftlichen Arbeiten seit dem Jahr 1855 umfassend, ist in verschiedenen Zeitschriften zerstreut. Die der deutschen Wissenschaft längst rühmlich bekannte Verlagshandlung, deren Name auf diesem Buche steht, hat geglaubt, Physiologen und Physikern einen Dienst zu erweisen, indem sie diese Arbeiten in eine Sammlung vereinigte, zu deren

---

[1] Untersuchungen über thierische Elektricität. Berlin bei G. Reimer. Bd. I. 1848; — Bd. II. 1. Abth. 1849; — 2. Abth. 1860. — In der Sammlung ist dies Werk kurz als 'Untersuchungen' angeführt.

Veranstaltung sie, als Besitzerin des 'Archivs für Anatomie, Physiologie und wissenschaftliche Medicin',[1] in welchem viele meiner Aufsätze erschienen, ein besonderes Recht hatte. Des Ueberdrusses ungeachtet, den man beim Zurückgehen auf abgethane Dinge stets empfindet, habe ich mich dem Wunsche des Hrn. Verlegers gefügt.

Die Grundsätz, enach denen ich bei Auswahl, Anordnung und Abdruck der Arbeiten verfuhr, sind folgende. Dem Titel des Werkes entsprechend sind nur Arbeiten aufgenommen, welche auf allgemeine Muskel- und Nervenphysik, wozu auch die Lehre von den elektromotorischen Fischen gehört, mehr oder minder unmittelbar sich beziehen. Doch rechnete ich dazu auch solche, welche auf Vervollkommnung und Begründung der Beobachtungsmethoden, oder auf Erforschung der physikalischen Bedingungen der von mir studirten Erscheinungen gerichtet sind. Da diese neben jenem besonderen Interesse noch ein allgemeines beanspruchen, und die Besonderheit ihres Ursprunges sogar oft ganz in ihnen zurücktritt, so habe ich diese Arbeiten, ohne Rücksicht auf die Zeitfolge, aus der Reihe der übrigen ausgeschieden, und sie machen den ersten Band der aus zwei Bänden bestehenden Sammlung aus. Dieser erste Band enthält somit vorzugsweise Dinge, welche auch solche Physiker angehen, denen Untersuchungen über thierische Elektricität u. d. m. fern liegen, und es ward deshalb beschlossen, ihn auch einzeln abzugeben, daher jeder Band sein eigenes Register erhielt.

Auch sonst ist in beiden Bänden von der Zeitfolge insofern abgesehen, als dem Inhalte nach verwandte Aufsätze ohne Rücksicht darauf zu Gruppen vereinigt wurden, in welchen sie aber dann nach der Zeitfolge geordnet sind.

Es kann natürlich nicht fehlen, dass in Abhandlungen, die sich über einen Zeitraum von zwanzig Jahren erstrecken, Einzelnes veraltet, unvollkommen, ja geradezu unrichtig erscheint. Ebenso liegt es in der Natur der Dinge, dass in dieser Sammlung Manches zweimal und öfter sich gesagt findet. Da aber die Sammlung den Zweck hat, die zerstreuten Original-Abhandlungen zu ersetzen, so habe ich mir, wie auch die literarische Wahrhaftigkeit gebot, ohne es anzuzeigen, keine Aende-

[1] Es ist in der Sammlung kurz als 'Archiv für Anatomie u. s. w.' angeführt.

rungen erlaubt, als kleine stilistische Verbesserungen. Dagegen wird man zum Zweck der Milderung jener Uebelstände eine Anzahl Zusätze und Hinweise antreffen, welche durch eckige Klammern ausgezeichnet sind.

Damit die Sammlung die Original-Abhandlungen um so vollständiger ersetze und um beider Vergleich zu erleichtern, ist die Pagination der Abhandlungen in den Text aufgenommen. Sind am Eingang einer Abhandlung mehrere Stellen angegeben, wo sie gedruckt steht, so ist in der Sammlung die Pagination der ersten (ursprünglichen) Stelle wiederholt. Die Abbildungen sind meist mit Hülfe derselben Stöcke und Platten hergestellt, welche für die Original-Abhandlungen gedient haben.

Ein grosser Uebelstand, der mit dem getreuen Wiederabdruck einiger meiner Aufsätze verbunden war, entsprang aus deren polemischem Charakter. Nichts kann mir ferner liegen, als das Andenken an literarische Fehden erneuern zu wollen, welche nach der allgemeinen Meinung längst gegenstandslos wurden, nichts mir widerwärtiger sein, als den Verdacht persönlichen und noch dazu unversöhnbaren Grolls auf mich zu laden. Allein so sehr ich es wünschte, ich fand es unmöglich, jene Aufsätze fortzulassen, und meist auch, die tief in sie hineingewirkten polemischen Stellen daraus zu entfernen. Letzteres ist in einigen Fällen geschehen. Die übrigen Stellen der Art mögen als Denkmal der unvermeidlichen Kämpfe stehen bleiben, unter welchen hier, wie anderswo, die Wahrheit geboren wird, und aus denen sie schliesslich stets siegend hervorgeht.

Berlin, im Juni 1875.

Der Verfasser.

Inhalt.

Nachweis zu den Kupfertafeln.

METHODEN

UND

PHYSIKALISCHE BEDINGUNGEN.

I.

Ueber Polarisation an der Grenze ungleichartiger Elektrolyte.

(Gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 17. Juli 1856.)[1]

An der Grenze von Metallen und Elektrolyten erzeugt der elektrische Strom bekanntlich die zuerst von J. W. Ritter beobachtete elektromotorische Gegenkraft, deren Ursprung Volta sofort richtig in der elektromotorischen Rückwirkung der ausgeschiedenen Zersetzungsstoffe suchte. An der Grenze verschiedener Metalle tritt nach Peltier's Entdeckung gleichfalls, wenn auch auf sehr verschiedenem Wege entsprungen, eine elektromotorische Gegenkraft auf. An der Grenze verschiedener Elektrolyte dagegen fehlte es bisher an einer entsprechenden Wahrnehmung. Durch die folgenden Beobachtungen wird diese Lücke ausgefüllt.

Um diese neue Art von Polarisation nachzuweisen, bedarf es sehr kräftiger elektromotorischer und höchst empfindlicher stromprüfender Vorrichtungen. Ich bediente mich einer Säule aus dreissig Grove'schen Gliedern der kleineren in meinen 'Untersuchungen'[2] beschriebenen Art, und meines Multiplicators von 24160 Windungen.

Das allgemeine Princip der Beobachtung ist das nämliche, welches für die Ritter'sche und die oben bezeichnete Peltier'sche Polarisation gilt, und darin besteht, dass der die polarisirbare Reihenfolge von Leitern enthaltende Kettentheil A erst eine gewisse Zeit hindurch einen Theil des Säulenkreises bildet, dann aber, nach einer Zwischenzeit, die man gewöhnlich möglichst abzukürzen strebt, zu einem Theile des Multiplicatorkreises gemacht wird. Hierzu reicht aus, dass, während der dem Säulen-

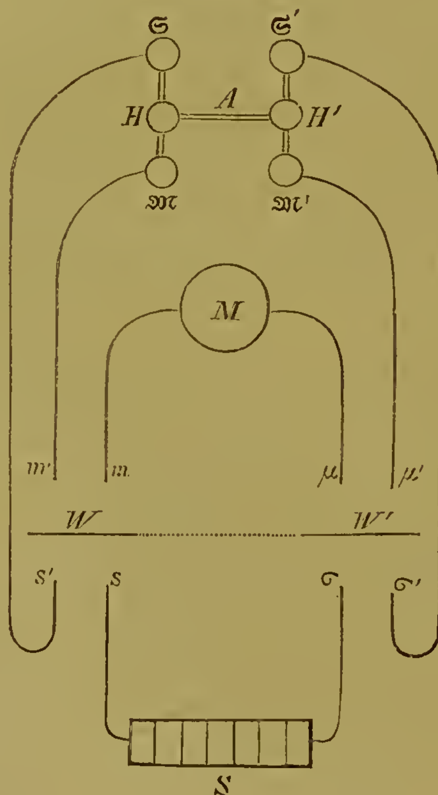
---

[1] Monatsberichte der Akademie. 1856. S. 395. — Auch abgedruckt in Moleschott's Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere. 1858. Bd. IV. S. 144.

[2] Bd. I. S. 446.

und dem Multiplicatorkreise gemeinsame Kettentheil A mit der Säule verbunden ist, der Multiplicatorkreis [396] an einer Stelle α geöffnet werde, wenn aber A am Multiplicator auf secundär-elektromotorische Wirkung[1] geprüft wird, die Lücke α geschlossen werde, unmittelbar nachdem der Säulenkreis an einer Stelle β geöffnet wurde. Bei Anwendung so kräftiger Säulen indess und so empfindlicher Multiplicatoren, wie wir ihrer bedürfen, genügt diese Versuchsweise nicht. Es würden dabei am Multiplicator die von mir in meinen 'Untersuchungen'[2] beschriebenen Wirkungen störend auftreten, welche man wahrnimmt, wenn man eines seiner Enden, oder nach Einschaltung eines hinlänglichen Widerstandes, den die Verknüpfungsstelle nicht symmetrisch hälftet, auch seine beiden Enden, mit dem einen Ende einer Säule verknüpft. Um diese und alle ähnlichen Störungen sicher abzuschneiden, wurde folgende Anordnung getroffen.

Fig. 1.



[1] Unter secundär-elektromotorischer Wirkung verstehe ich in dieser und den folgenden Abhandlungen jede Art elektromotorischer Wirkung, welche in einer irgendwie beschaffenen Reihe von Leitern als Folge des Durchgangs eines Stromes, der der ursprüngliche genannt wird, auftritt.

[2] Bd. II. Abth. I. S. 496.

[397] Im nebenstehenden Schema bedeutet *S* die Säule, *M* den Multiplicator, *A* den polarisirbaren Kettentheil. s' s, σ σ' stellen demgemäss zwei Lücken im Säulenkreise, m' m, μ μ' zwei Lücken im Multiplicatorkreise vor. Die beiden Kreise sind mit Inbegriff der acht Enden ihrer beiden Unterbrechungsstellen, m' m, μ μ', s' s, σ σ', auf das vollkommenste von einander isolirt. W W' ist eine Wippe, welche aus zwei Hälften, W und W' besteht, die zwar in einem Stücke bewegbar, doch jede für sich gleichfalls höchst vollkommen isolirt sind. Je nachdem die Wippe sich an s' s, σ σ', oder an m' m, μ μ' lehnt, lässt sie den Strom der Säule durch *A* hindurch, oder macht sie die in *A* erzeugten secundär-elektromotorischen Wirkungen am Multiplicator sichtbar.

Da die Stärke der Polarisation wesentlich von der Dauer des Säulenschlusses und von der Zeit abhängt, welche zwischen Oeffnung des Säulen- und Schliessung des Multiplicatorkreises verstreicht, ist es zweckmässig, um vergleichbare Wirkungen zu erhalten, die Wippe durch ein Uhrwerk bewegen zu lassen, welches die Uebertragung der Schliessung vom einen Kreis auf den anderen stets in hinlänglich gleicher, nach Belieben bald kürzerer, bald längerer Zeit vollführt, und ausserdem die Dauer des Säulenschlusses auch innerhalb so kurzer Zeiträume zu regeln erlaubt, dass es ohne beträchtliche Fehler nicht gelingen würde, die Wippe mit der Hand umzulegen.

In dem Schema bedeuten ferner die Kreise 𝔐, 𝔐′ meine gewöhnlichen Zuleitungsgefässe, mit Platinenden in gesättigter Kochsalzlösung. 𝔖, 𝔖′ dagegen sind ähnliche Zuleitungsgefässe, in denen, um nicht die Beständigkeit der Säule zu gefährden, das Platin durch Kupfer, und die Kochsalz- durch gesättigte schwefelsaure Kupferoxydlösung ersetzt ist.

H und *H′* endlich sind Hülfsgefässe, die durch Heberröhren mit den beiderseitigen Zuleitungsgefässen verbunden sind. Auf Seiten des Multiplicators sind die Röhren mit Kochsalz-, auf der der Säule mit Kupferlösung gefüllt, und ihre in die Hülfsgefässe tauchende Mündung ist mit Blase verschlossen. Zwischen den Hülfsgefässen kann man nunmehr, wie man sieht, heberförmige Röhren mit beliebigen Flüssigkeiten gefüllt anbringen, ja man kann die Hülfsgefässe selber mit be- [398] liebigen Flüssigkeiten anfüllen, ohne dadurch die Reinheit und Gleichartigkeit der in den Zuleitungsgefässen befindlichen Lösungen, mit anderen Worten, ohne das Gleichgewicht im Multiplicator- und die Beständigkeit des Stromes im Säulenkreise zu gefährden.

Die mit Flüssigkeiten gefüllten Heberröhren zwischen den Hülfsgefässen durften, wie eine spätere Folge lehren wird, nicht füglich mit Blase oder Fliesspapier verschlossen werden. Die darin befindlichen Flüssigkeiten mussten deshalb stets denen in den Hülfsgefässen an Dichte

nachstehen. Um die Röhren im gefüllten Zustande in die Hülfsgefässe umstürzen zu können, waren ihre Enden capillar ausgezogen,[1] wenn der Widerstand der Flüssigkeit es erlaubte, ihren Querschnitt stellenweise dergestalt zu verkleinern. Im anderen Falle wurden Papierscheiben auf die Mündungen der Röhren gelegt, die der atmosphärische Druck so gegen deren abgeschliffene Ränder presste, dass man die Röhren umkehren und ihre Enden mit aller Ruhe in die Flüssigkeit der Hülfsgefässe eintauchen konnte, worauf die Papierscheiben wieder entfernt wurden.

Man denke sich nun zunächst die Hülfsgefässe sowohl als die sie verbindende Heberröhre, gleich den Zuleitungsgefässen des Multiplicators und den Heberröhren zwischen diesen und den Hülfsgefässen, mit gesättigter Kochsalzlösung gefüllt. Die Wippe $W W'$ ist gegen die Enden $m' m$, $\mu \mu'$ gelehnt, und hält also den Multiplicatorkreis geschlossen. Die Nadel steht auf Null, und die Platinenden des Multiplicators sind so gleichartig, dass auch nach mehreren Minuten Offenstehen des Multiplicatorkreises bei dessen Schliessen keine in Betracht kommende Wirkung erfolgt. Jetzt wird das Uhrwerk ausgelöst und überträgt durch Umlegen der Wippe die Schliessung von den Enden des Multiplicatorkreises $m' m$, $\mu \mu'$, auf die Enden des Säulenkreises $s' s$, $\sigma \sigma'$. Die Hülfsgefässe und die sie verbindende Heberröhre voll Kochsalzlösung werden von dem Strom der dreissiggliederigen GROVE'schen [399] Säule durchkreist, ohne dass eine Spur davon ihren Weg in den Multiplicatorkreis fände. Wir lassen, durch Anhalten des Uhrwerks, die Kette beliebig lange Zeit geschlossen, vorausgesetzt, wie gesagt, dass wir darauf rechnen können, dass das Offenstehen des Multiplicatorkreises die Gleichartigkeit der Platinplatten nicht zu sehr gefährde, dann lösen wir wieder das Uhrwerk aus. Nach gegebener Zeit überträgt es im Nu die Schliessung vom Säulen- auf den Multiplicatorkreis, die Nadel aber bleibt, wenn Alles in Ordnung ist, durchaus unbewegt. Dies dient beiläufig noch zum Zeichen, dass, während des vorhergehenden Zeitraumes des Versuches, kein Theil des Stromes seinen Weg auch nur bis durch die Platinenden des Multiplicators hindurch gefunden hat, was ja hätte der Fall sein können, ohne dass der während jenes Zeitraumes davon abgeschnittene Multiplicator etwas verriethe. Aber nachträglich würden wir, wenn etwas der Art stattgefunden hätte, durch die auf den Platinenden entwickelten Ladungen am Multiplicator davon Kunde erhalten.

---

[1] Vergl. WALKER in POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1825. Bd. IV. S. 319; — FECHNER ebendas. 1839. Bd. XLVIII. S. 5; — BECQUEREL in den Comptes rendus etc. 29 Mars 1847. t. XXIV. p. 505.

Nun wiederholen wir genau denselben Versuch, mit der einzigen Abänderung, dass wir das mit Kochsalzlösung gefüllte Heberrohr durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes ersetzen.[1] Lässt man jetzt den Säulenstrom auch nur 5″ lang durch die Reihe der Elektrolyte: Kochsalzlösung, verdünnte Schwefelsäure, Kochsalzlösung hindurchgehen, so fliegt, beim Schliessen des Multiplicatorkreises, die Nadel mit Heftigkeit an die Hemmung, einen Strom in der Elektrolytenreihe von umgekehrter Richtung von der des Säulenstromes anzeigend. Der secundäre Strom ist innerhalb gewisser Grenzen, die ich noch nicht näher bestimmt habe, um so stärker, je grösser Stärke und Dauer des ursprünglichen Stromes. Er ist nur von sehr kurzer Dauer. Lässt man zwischen Oeffnung des Säulen- und Schliessen des Multiplicatorkreises einen Zeitraum von nur 10″, so erfolgt bereits nur noch ein sehr schwacher Ausschlag. Bei einer noch längeren Zwischenzeit bleibt die Nadel völlig in Ruhe. Ob diese Ausgleichung bei geschlossenem Kreise [400] noch schneller vor sich gehe, was wohl möglich wäre, habe ich noch nicht zur Entscheidung gebracht.

Werden auch die Hülfsgefässe mit der verdünnten Schwefelsäure gefüllt, so ist der Erfolg der nämliche, als ob sie und das sie verbindende Heberrohr Kochsalzlösung enthielten, d. h. es findet keine secundär-elektromotorische Wirkung statt. Füllt man aber jetzt das Heberrohr mit Kochsalzlösung, wobei, wie gesagt, die Säure diesmal solche Dichte haben muss, dass die Lösung sicher darauf schwimmt,[2] so erfolgt ein Ausschlag von gleicher Richtung, als ob die Hülfsgefässe die Lösung und das Rohr die Säure enthalten hätten.

Aehnlich der verdünnten Schwefelsäure verhielten sich hinsichtlich der Richtung der Wirkung noch folgende Flüssigkeiten: Chlorwasserstoffsäure; gewöhnliche Salpetersäure; dieselbe mit dem gleichen Volum destillirten Wassers verdünnt; Ammoniak; gesättigte Salpeterlösung.[3] Die Wirkung war aber schon bei der Chlorwasserstoffsäure schwächer als bei der verdünnten Schwefelsäure, und nahm bei den übrigen Flüssigkeiten noch mehr an Stärke ab, in der Ordnung, wie sie genannt sind.

Man sieht, das mit einer dieser Flüssigkeiten gefüllte Heberrohr zwischen den Hülfsgefässen voll Kochsalzlösung verhält sich, abgesehen von der freilich unvergleichlich geringeren Stärke der Wirkungen, nicht anders, als es ein an dessen Stelle über die Hülfsgefässe gebrückter Streif eines polarisirbaren Metalles, z. B. Platinblech, thun würde.

---

[1] HSO_4 : HO : : 1 : 8 dem Volum nach. Dichte etwa 1·13.

[2] Nämlich mindestens HSO_4 : HO : : 1 : 4, Dichte etwa 1·22.

[3] 1·1377 Dichte bei 17° C.

Sehr verschieden gestaltet sich der Erfolg mit einigen anderen Flüssigkeiten, nämlich mit concentrirter Kalihydratlösung, Brunnenwasser, destillirtem Wasser, Hühnereiweiss und den hinsichtlich des Widerstandes und der elektrochemischen Beschaffenheit nahestehenden thierischen Säften.

Zwar was die Umstände, die die Stärke der secundär-elektromotorischen Wirkung bestimmen, und den zeitlichen Verlauf letzterer betrifft, so giebt sich kein Unterschied zu erkennen. [401] Während aber bei den erstgenannten Flüssigkeiten die secundär-elektromotorische der ursprünglichen Wirkung entgegengesetzt ist, ist sie ihr hier gleich gerichtet. Bezeichnet man jene Art der Polarisation als negativ, so hat man es hier mit positiver Polarisation zu thun, wozu im Gebiete der Ladungserscheinungen an der Grenze von Metallen und Elektrolyten höchstens die von Martens und Beetz an Eisen und von mir an verquicktem Zink beobachtete positive Polarisation ein Seitenstück bietet.[1] Mit der Kalihydratlösung zwischen Kochsalz aber schien mir die positive Wirkung kaum weniger stark als die negative mit der verdünnten Schwefelsäure; mit dem Wasser und Hühnereiweiss, besonders dem letzteren, ist sie zwar beträchtlich schwächer, doch vollkommen regelmässig und ausgesprochen, und in Betracht des grossen Widerstandes dieser Flüssigkeiten ist es noch die Frage, ob wirklich die secundär-elektromotorische Kraft eine bedeutend kleinere war.

Auch mit den übrigen genannten Flüssigkeiten kann man natürlich dieselbe Versuchsreihe durchmachen, wie mit der verdünnten Schwefelsäure, nämlich nachweisen, dass wenn die Hülfsgefässe dieselbe Flüssigkeit enthalten wie das sie verbindende Heberrohr, keine secundär-elektromotorische Wirkung erfolgt, aber sofort, und in der gleichen Richtung wiederkehrt, wenn jetzt das Heberrohr mit Kochsalzlösung gefüllt wird.

Man kann, mit Beobachtung gewisser Rücksichten, diesen Versuchen noch eine andere Gestalt geben, die zwar weniger vollkommen, dafür aber mehr geeignet ist, gewisse, zur Entscheidung einiger Punkte dienliche Abänderungen zuzulassen. Sie besteht darin, anstatt die Flüssigkeiten, deren Grenze der Sitz der Polarisation werden soll, in Röhren und Gefässen zu beherbergen, Fliesspapierbäusche damit zu tränken, und durch deren Berührungsstellen den Strom hindurchzusenden. Die Zuleitungsgefässe $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{M}'$ nehmen alsdann die gewöhnlichen, mit gesättigter Kochsalzlösung getränkten Zuleitungsbäusche auf. Die Zuleitungsgefässe $\mathfrak{S}$, $\mathfrak{S}'$ erhalten dergleichen mit gesättigter schwefelsaurer Kupferoxydlösung getränkt. An [402] Stelle der Hülfsgefässe treten Hülfsbäusche,

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 236. 610.

welche für gewöhnlich mit Kochsalzlösung getränkt sind, und nach Art des Schliessungsbausches dauernd über die in 𝔐 und 𝔖 und die in 𝔐′ und 𝔖′ befindlichen Zuleitungsbäusche gebrückt werden. Von den mit Kupferlösung getränkten Bäuschen 𝔖 und 𝔖′ sind sie zur Verhütung dauernder gegenseitiger Verunreinigung durch Sicherheitsbäusche getrennt, d. h. durch einige Lagen Fliesspapier, die auf Seiten der Zuleitungsbäusche mit Kupfer-, auf Seiten der Hülfsbäusche mit Kochsalzlösung getränkt sind.

Auf den Hülfsbäuschen können nunmehr, wie zwischen den Hülfsgefässen die Heberröhren, balkenförmige Bäusche, d. h. vierseitig prismatische Bäusche, aus einer grossen Anzahl Fliesspapierlagen bestehend, von etwa 60 mm Länge, 15 mm Breite, 10 mm Dicke, mit beliebigen Flüssigkeiten getränkt, angebracht werden. Die Hülfsbäusche schützt man abermals durch Sicherheitsbäusche gegen dauernde Verunreinigung mit den zu prüfenden Flüssigkeiten. Es versteht sich, dass man die Hülfsbäusche nach Bedürfniss auch mit anderen Flüssigkeiten als mit Kochsalzlösung tränken kann, gerade wie man die Hülfsgefässe mit dergleichen anfüllen kann; alsdann müssen sie auch von den Zuleitungsbäuschen des Multiplicators in 𝔐, 𝔐′ durch Sicherheitsbäusche getrennt werden.

Mit Hülfe dieser Vorrichtung lassen sich alle obigen Versuche bequem und sicher mit dem nämlichen Erfolg ausführen. Ein balkenförmiger Bausch mit verdünnter Schwefelsäure getränkt, zwischen den mit Kochsalzlösung getränkten Hülfsbäuschen durchströmt, giebt negative Polarisation. Ein ähnlicher Bausch mit Kalilauge getränkt, an Stelle jenes gesetzt, giebt positive Polarisation u. s. w.

Nur in dem Falle, dass man die Bäusche mit verhältnissmässig schlecht leitenden Flüssigkeiten, mit Wasser, Hühnereiweiss u. d. m. tränkt, giebt sich damit ein anderer Erfolg zu erkennen, als mit denselben Flüssigkeiten in Gefässen und Röhren. Alsdann nämlich mischen sich secundär-elektromotorische Wirkungen einer ganz anderen Art ein, die den Gegenstand einer späteren Mittheilung[1] ausmachen werden.

[403] Bei dieser Form des Versuches kann man nun auch so verfahren, dass man, nach Entfernung der Hülfsbäusche, den balkenförmigen, z. B. mit Schwefelsäure getränkten Bausch unmittelbar über die Zuleitungsbäusche der Säule in 𝔖, 𝔖′ brückt, auf denen in ihren oberen Schichten mit Kochsalzlösung getränkte Sicherheitsbäusche ruhen. Nachdem der Strom einige Zeit hindurchgegangen, überträgt man den Schwefelsäurebausch rasch auf die Zuleitungsbäusche des Multiplicators,

[1] Es ist die folgende Abhandlung.

oder vielmehr auf deren Sicherheitsbäusche, und beobachtet auch so die negative Polarisation des durchströmt gewesenen Bausches. Natürlich wird es hierbei nur selten gelingen, die Nadel nicht in der einen oder der anderen Richtung ausschlagen zu sehen, auch wenn der Schwefelsäurebausch gar keinem Strom ausgesetzt gewesen ist. Indessen ist es stets leicht, die Wirkung der Durchströmung nachzuweisen, und dafür hat dies Verfahren, welches das der Uebertragung heissen mag, den Vortheil, dass es die Vorkehrungen zur Isolation des Säulen- und Multiplicatorkreises, die Wippe, und die übrigen etwas künstlichen Vorrichtungen der ersten Versuchsweise entbehrlich macht.

Da weder die Kochsalzlösung noch eine der in Berührung damit geprüften Flüssigkeiten an und für sich eine secundär-elektromotorische Wirkung zeigt, so kann es nicht zweifelhaft sein, dass es die Grenze der beiden ungleichartigen Flüssigkeiten ist, die in Folge des Stromes der Sitz einer negativen oder positiven elektromotorischen Kraft wird. Indessen gelingt es, bei der eben beschriebenen Methode des Uebertragens, dies auch noch unmittelbar durch den Versuch darzuthun, indem man nämlich den polarisirten Schwefelsäurebausch dergestalt auf die Multiplicatorbäusche bringt, dass er sie mit anderen Stellen seiner Oberfläche berührt, als die, mit denen er auf den Säulenbäuschen auflag, oder indem man die Schichten Fliesspapier davon ablöst, mit denen er diese Bäusche berührte.

Die durch den Säulenstrom bewirkte Ungleichartigkeit des Bausches ist also eine ebenso oberflächliche und örtliche wie die eines Platinstreifes sein würde, den man an Stelle des Bausches über die Säulenbäusche gebrückt hätte; und, wie hier, setzt sich ohne Zweifel auch dort die elektromotorische Wir- [404] kung aus zweien zusammen, die an den beiden durchströmten Grenzen ungleichartiger Elektrolyte ihren Sitz haben.

Um dies durch den Versuch zu erhärten, dient eine Anordnung, welche an Peltier's thermoëlektrisches Kreuz erinnert. In dem Schema oben S. 2 denke man sich die Zuleitungsbäusche in 𝔖 und 𝔐′, also über's Kreuz, durch einen balkenförmigen Kochsalzbausch, hingegen die in 𝔖′ und 𝔐 durch einen eben solchen Schwefelsäurebausch verbunden. An der Kreuzungsstelle lässt man die beiden ungleichartigen Bäusche einander berühren. Dabei läuft die Gleichartigkeit des Multiplicatorkreises keine Gefahr, weil darin verdünnte Schwefelsäure beiderseits gesättigte Kochsalzlösung berührt. Löst man aber das Uhrwerk aus und lässt die Wippe auch nur wenige Secunden lang die Säule durch die Berührungsstelle der beiden ungleichartigen Bäusche schliessen, so erhält man eine kräftige negative Wirkung, gleichviel ob der Strom vom Salz zur Säure, oder umgekehrt floss. Ich habe den Versuch auch mit

Brunnenwasser anstatt mit der Säure angestellt, was in diesem Falle aus gewissen Gründen, die später einleuchten werden, erlaubt war. Gleichviel ob der Strom vom Wasser zur Salzlösung, oder umgekehrt floss, es erfolgte ein schwacher positiver Ausschlag. Nach diesen beiden allerdings nur unvollkommenen Erfahrungen zu urtheilen, würde die secundär-elektromotorische Kraft an der Grenze zweier ungleichartigen Elektrolyte, gleich der an der Grenze von Metallen und Elektrolyten, nicht nur ihrem Zeichen, sondern auch ihrer Grösse nach unabhängig sein von der Richtung des ursprünglichen Stromes.

Hier war der Sitz der secundär-elektromotorischen Kraft auf eine einzige Grenze zweier ungleichartigen Elektrolyte beschränkt. Umgekehrt vermag man aus ungleichartigen Elektrolyten eine Ladungssäule gleich der RITTER'schen, nur freilich viel schwächer wirksam, aufzubauen.

Dies gelingt gut genug, um die Richtigkeit des Princips zu beweisen, mit Hülfe runder Pappscheiben, wie man sie, mit Flüssigkeit getränkt, als Zwischenleiter bei den VOLTA'schen Säulen alter Bauart anzuwenden pflegte. Man weicht davon eine Anzahl in Kochsalzlösung, eine gleiche Anzahl [405] in verdünnter Schwefelsäure auf, und baut auf jedem der Hülfsbäusche eine Hälfte der Säule auf, indem man mit Salz beginnt, Säure folgen lässt, dann Salz, dann Säure, u. s. f. bis man mit Säure schliesst, und zuletzt beide Säulenhälften durch einen Salzbausch verbindet. Es hat keine Schwierigkeit, bei Gegenwart eines hinreichenden ausserwesentlichen Widerstandes, das Wachsen der secundär-elektromotorischen Kraft mit wachsender Anzahl der Wechsel zwischen Salz und Säure nachzuweisen.

Eine Säule aus abwechselnd mit Kochsalz- und Kalihydratlösung getränkten Pappscheiben aufgebaut, gewährt das merkwürdige Schauspiel einer Ladungssäule, deren Strom dem ursprünglichen gleichgerichtet ist.

Es bleibt mir übrig, einen Begriff von der absoluten Stärke der hier stattfindenden Wirkungen mitzutheilen. Folgendes ist Alles, was ich in dieser Beziehung vermag. Ein auf den Hülfsbäuschen befindlicher, mit der verdünnten Schwefelsäure von 1·13 Dichte getränkter balkenförmiger Bausch wurde eine Minute lang dem Strome der dreissigliederigen GROVE'schen Säule ausgesetzt, und dann durch den Multiplicator von 4650 Windungen entladen, dessen halbe Länge aber nur benutzt und dessen Empfindlichkeit ausserdem durch Vorlegen einer Nebenschliessung sehr vermindert wurde. Es erfolgten 6° Ausschlag. Nachdem diese Wirkung unmerklich geworden war, wurde in den Multiplicatorkreis eine kleine Säure-Alkalikette mit Platinelektroden aufgenommen. Obschon sie den Widerstand des Kreises um ihren eigenen vermehrte, trieb sie doch

die Nadel im ersten Ausschlage bis auf 40°. Ihre elektromotorische Kraft ist also sehr viel grösser, obschon bei der grossen Schwingungsdauer der Nadel allerdings in Anschlag kommt, dass die Kraft der Säure-Alkalikette annähernd beständig bleibt, während die der Polarisation im schnellen Sinken begriffen ist.

Vollends erscheint die secundär-elektromotorische Kraft an der Grenze der Elektrolyte klein im Vergleich zu der des ursprünglichen Stromes. Es würden Vorrichtungen von, wie ich glaube, bisher unerreichter Vollkommenheit dazu gehören, um diese neue Art der Polarisation bereits während der Dauer des [406] ursprünglichen Stromes, durch Veränderung seiner Stärke bemerklich zu machen, wie dies mit der Polarisation an der Grenze von Metallen und Elektrolyten der Fall ist, und es ist deshalb leicht erklärlich, dass sie in den messenden Versuchen an Ketten mit mehreren flüssigen Leitern nicht in die Augen gefallen ist.

Was die Ursache der neuen secundär-elektromotorischen Erscheinung betrifft, so könnte man vielleicht daran denken, ob nicht für die Elektrolyte etwas Aehnliches stattfinde, wie für die Metalle nach Peltier. Aber abgesehen davon, dass thermoëlektrische Ströme bei Elektrolyten noch nicht nachgewiesen sind — in den Versuchen von Nobili und mir[1] handelt es sich um poröse Halbleiter, die mit Elektrolyten getränkt sind — habe ich mich auch mittels eines Thermometers, an dem ich $^1/_{50}$° C. ablesen konnte, ganz unmittelbar überzeugt, dass die Temperatur an der von dem Strom der dreissiggliederigen Grove'schen Säule durchflossenen Grenze von Kochsalzlösung und verdünnter Schwefelsäure von der Richtung des Stromes unabhängig ist.

Es liegt denn auch wohl unstreitig näher, die neue Art der Polarisation in Beziehung zu setzen zur elektrolytischen Wirkung des Stromes, auf der ja auch die Polarisation der metallischen Elektroden beruht. Indem der Strom die Grenze zweier ungleichartigen Elektrolyte überschreitet, muss er die elektropositiven Bestandtheile der Flüssigkeit, die er verlässt, und die elektronegativen derjenigen, in die er eintritt, freimachen, und die freigewordenen zur Verbindung antreiben, wenn dieselbe möglich ist. So kann zwischen den beiden Flüssigkeiten eine Schicht einer dritten entstehen, und die Möglichkeit einer mit Stärke und Dauer des ursprünglichen Stromes bis zu einer gewissen Grenze wachsenden secundär-elektromotorischen Wirkung liegt am Tage.

---

[1] Monatsberichte u. s. w. 1852. S. 117; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. Bd. II. S. 253; — Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 201. — [Hr. Wild hat seitdem reine Hydrothermoströme entdeckt. Poggendorff's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CIII. S. 353.]

Dass wirklich etwas der Art stattfinde, lehrt folgender Versuch. Zwischen zwei Salzbäusche schaltete ich einen mit veilchenblauem Lackmuspapier bekleideten Wasserbausch. Nachdem der Strom der dreissiggliederigen Grove'schen Säule [407] einige Zeit hindurchgegangen, fand ich das Lackmuspapier da, wo der Strom darin eingetreten war, entschieden gebläut, da, wo er es verlassen hatte, schwächer geröthet; Humphry Davy's Behauptung zuwider, wonach Färbung von Reagenzpapieren durch Jonen nicht anders als an den Poldrähten stattfinden sollte.

In der That trifft an der ersten Stelle das mit dem positiven Strom wandernde Natrium den gegen den Strom wandernden Sauerstoff, der von der Zersetzung des Wassers herrührt, und kann damit Natron bilden; während das elektronegative Chlor an der anderen Grenze mit dem Wasserstoff Chlorwasserstoffsäure bildet. Das Natron und die Chlorwasserstoffsäure aber finden keine elektronegativen und -positiven Stoffe, mit denen sie sich verbinden könnten, und treten deshalb aus dem elektrochemischen Spiel der Molekeln aus, indem sie ihre Ladung beziehlich dem Wasserstoff und Sauerstoff übergeben.

Es ist hiernach wohl sehr wahrscheinlich, dass die gegebene Erklärung der Polarisation an der Grenze ungleichartiger Elektrolyte im Allgemeinen die richtige sei. Meine Bemühungen aber, in der Ausführung dieser Theorie noch einen Schritt weiter zu thun, sind erfolglos geblieben. Ich wünschte nämlich eine Anordnung herzustellen, die in Bezug auf diese neue Art der Polarisation dasselbe leistete, wie die Grove'sche Gaskette in Bezug auf die Ritter'sche Ladung. Als ich aber auf sehr mannigfaltige Art Ketten mit mehreren flüssigen Leitern nach dem Schema anordnete: Chlornatrium, Chlorwasserstoffsäure, Wasser, Natron, Chlornatrium, erhielt ich stets einen Strom in der Richtung von der Säure durch das Wasser zur Basis, oder, wie man leicht sieht, negativer Polarisation entsprechend, wenn man sich Säure und Basis durch den Strom ausgeschieden denkt, während Wasser zwischen Chlornatriumlösung, wie wir oben fanden, vielmehr positive Polarisation giebt.

Befremdend ist denn auch, vom Standpunkt der obigen Theorie aus, der Mangel an Uebereinstimmung zwischen der elektrochemischen Beschaffenheit der Flüssigkeiten und der Richtung, in der sie, zwischen Kochsalz durchströmt, secundär-elektromotorisch wirken. Unter den Flüssigkeiten, die nega- [408] tive Polarisation gaben, befinden sich saure, neutrale und alkalische; unter den positiv wirksamen, gleichfalls neutrale und alkalische.

Unstreitig ist es jetzt noch nicht an der Zeit, eine in's Einzelne gehende Deutung dieser verwickelten Erscheinungen zu geben, wo sie

erst in so geringer Ausdehnung studirt sind und die Lehre von der Elektrolyse überhaupt erst im Entstehen begriffen ist. Wenn ich aber diese Untersuchung schon jetzt veröffentliche, so geschieht es, weil ich vor der Hand keine Veranlassung habe, sie weiter fortzusetzen. Was ich selber dabei beabsichtigte, war nur, mich zum Zweck gewisser thierisch-elektrischen Versuche über die verschiedenen secundär-elektromotorischen Wirkungen zu unterrichten, die beim Durchströmen einer irgendwie beschaffenen Reihenfolge von feuchten Leitern stattfinden. Dies mag es entschuldigen, dass sich z. B. unter den obigen Zusammenstellungen ungleichartiger Elektrolyte keine einzige findet, von der nicht Kochsalzlösung das eine Glied ausmachte.

II.

Ueber innere Polarisation poröser, mit Elektrolyten getränkter Halbleiter.

(Gelesen in der Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 4. August 1856.)[1]

In der am 17. Juli der Akademie gemachten Mittheilung habe ich eine neue Art von Polarisation beschrieben, welche ihren Sitz an der Grenze ungleichartiger Elektrolyte hat, die vermöge ihrer verschiedenen Dichte auf einander gelagert sind. Im Folgenden werde ich eine zweite Art von Polarisation beschreiben, die sich in solchen Theilen von Kreisen bemerklich macht, welche scheinbar nur aus Elektrolyten bestehen, und die sich mit jener ersten Art, wenn nicht zu ihrer Scheidung besondere Vorkehrungen getroffen sind, algebraïsch zu summiren pflegt.

Die Vorrichtungen zu Beobachtung dieser Polarisation sind im Wesentlichen ganz dieselben, die in der vorigen Abhandlung vorkamen, eine vielgliederige GROVE'sche Säule, der Multiplicator von 24160 Windungen, die beiden Paare von Zuleitungsgefässen, und die Wippe nebst dem in gegebenen Zeiträumen sie bewegenden Uhrwerk. Ebenso sind stets dieselben Vorsichtsmaassregeln wie dort, hinsichtlich der Isolation der beiden Kreise von einander, der Gleichartigkeit des Multiplicatorkreises u. d. m., als mit äusserster Sorgfalt getroffen zu denken.

Man stelle sich nun die Vorrichtung in der oben S. 6. 7 beschriebenen Gestalt vor, wo die beiden Paare von Zuleitungsgefässen mit Zuleitungsbäuschen versehen, und über sie gebrückte Hülfsbäusche an Stelle der Hülfsgefässe getreten sind. Wir wollen dies die Hförmige Anordnung nennen, da, wenn die Hülfsbäusche sowohl als der über sie gebrückte durchströmte Bausch von der Art sind, die ich die balkenförmige nenne (s. oben S. 7) und die hier die bequemste ist, die drei balkenförmigen Bäusche zusammen die Gestalt eines H bilden, dessen Querstück der auf

[1] Monatsberichte u. s. w. 1856. S. 450. — Auch abgedruckt in MOLESCHOTT's Untersuchungen u. s. w. 1858. Bd. IV. S. 158.

Polarisation zu prüfende, abwechselnd dem Säulen- und dem Multiplicatorkreis angehörige Leiter *A* der vorigen Abhandlung (s. oben S. 3) darstellt.

[451] Es wurde gesagt, dass man, bei dieser Form des Versuches, die Polarisation an der Grenze ungleichartiger Elektrolyte mit Sicherheit nur dann beobachten könne, wenn der die Hülfsbäusche und den darüber gebrückten balkenförmigen Bausch tränkende Elektrolyt ein verhältnissmässig gut leitender sei. Ist dies nicht der Fall, so treten Störungen auf, welche eben auf der neuen hier darzulegenden Art von Polarisation beruhen.

Wird z. B. der das Querstück des H bildende balkenförmige Bausch mit destillirtem oder Brunnen-Wasser getränkt über die mit Kochsalzlösung getränkten, die Schenkel des H vorstellenden Hülfsbäusche gebrückt, so sollte rein positive Wirkung erfolgen, nach dem zu urtheilen, was sich mit dem heberförmigen Wasserrohr zwischen den mit Kochsalzlösung gefüllten Hülfsgefässen zuträgt (s. oben S. 6). Man erhält aber einen negativen Ausschlag, dem ein stärkerer positiver Rückschwung folgt. Die grössere Stärke des Rückschwunges beruht nicht etwa auf der Entladung der polarisirten Platinenden des Multiplicators, denn lässt man eine gewisse Zeit zwischen Oeffnung des Säulen- und Schliessung des Multiplicatorkreises, so erfolgt ein rein positiver Ausschlag. Dasselbe ist der Fall, wenn die Dauer der Durchströmung eine gewisse Grenze überschreitet, endlich wenn man den balkenförmigen Bausch sehr kurz nimmt. Verlängert man ihn hingegen, so tritt die positive Wirkung mehr und mehr, zuletzt bis zur Unmerklichkeit, zurück.

Es ist also klar, dass man es mit zwei secundär-elektromotorischen Wirkungen zu thun hat, einer positiven, die wir schon kennen, an der Grenze des Wassers und der Kochsalzlösung, und einer negativen, welche, flüchtiger als jene, anfangs schneller, dann langsamer mit der Dauer der Durchströmung wächst, und deren Stärke merkwürdigerweise von der Länge des durchströmten Wasserbausches abzuhängen scheint.[1]

[1] Dieser letztere Umstand erklärt, weshalb in dem oben S. 8. 9 beschriebenen Versuche nach dem Schema des PELTIER'schen Kreuzes ein Wasserbausch ohne Gefahr vor Täuschung angewendet werden konnte. Da nur eine sehr kurze Strecke der vom Strom durchflossenen Hälfte des Bausches sich nachmals im Multiplicatorkreise befand, musste die secundär-elektromotorische Wirkung, die uns hier beschäftigt, verschwinden gegen die Polarisation an der Grenze des Wassers und der Kochsalzlösung. Die in diesem Aufsatz enthaltenen Erfahrungen sind es beiläufig, die mich bestimmten, die Heberröhren zwischen den Hülfsgefässen (s. oben S. 3) nicht mit Blase, Fliesspapier oder sonst einem Stoff der Art zu verschliessen, obschon dies in vielen Fällen allerdings ohne Schaden hätte geschehen können.

[452] Es gelingt leicht, diese neuhinzugetretene Wirkung von der ersteren getrennt darzustellen, indem man auch die Hülfsbäusche mit Wasser statt mit Kochsalzlösung tränkt. Alsdann hat der Säulenstrom innerhalb der Strecke, die nachher zu einem Theil des Multiplicatorkreises wird, keine Grenze ungleichartiger Elektrolyte zu überschreiten, die erstere Art der Polarisation ist ausgeschlossen und mit Kochsalzlösung oder sonst einer gutleitenden Flüssigkeit in den Hülfsbäuschen und dem balkenförmigen Bausch erhält man, wie aus der vorigen Abhandlung hervorgeht, keine Spur von secundär-elektromotorischer Wirkung. Mit Wasser dagegen erfolgt ein starker negativer Ausschlag.

Es giebt eine andere Art, die neue secundär-elektromotorische Wirkung zu beobachten, welche man die Methode der vier Bäusche nennen kann, und welche geeignet ist, eine bessere Einsicht in deren Natur zu gestatten. Der durchströmte balkenförmige Wasserbausch ruht mit seinen beiden Enden auf den Zuleitungsbäuschen der Säule auf. Die Zuleitungsbäusche des Multiplicators sind mit Fortsätzen versehen, die ich Keilbäusche nenne, und von denen es schwer ist, ohne Abbildung ein klares Bild zu geben.[1] Es genüge zu sagen, dass sie, wagerecht frei in die Luft ragend, in senkrechte Schneiden von etwa 15 ^{mm} Länge auslaufen. Diese Schneiden werden, mit Sicherheitsbäuschen bekleidet, an zwei beliebige Punkte des durchströmten Wasserbausches angelegt. Die Sicherheitsbäusche bestehen aus einigen Lagen nach den Keilbäuschen zu mit Salzlösung, nach dem Wasserbausch zu mit Wasser getränkten Fliesspapieres. Sie erfüllen hier den wichtigen Zweck, zu verhindern, dass nicht Salzlösung von den Schneiden der Keilbäusche aus in den Wasserbausch eindringe. Ge- [453] schieht dies, so mischt sich die Polarisation an der Grenze des Wassers und der Kochsalzlösung in das Ergebniss ein, die man ja eben daraus zu verbannen sucht. Unter dem Schutz der Sicherheitsbäusche aber kann man nunmehr mittels dieser Vorrichtung ein beliebiges Stück der Länge des Wasserbausches auf eine darin entwickelte secundär-elektromotorische Kraft prüfen, und gelangt dabei zu folgenden Ergebnissen.

Rückt man mit den in beständigem Abstande gehaltenen Schneiden dem balkenförmigen Wasserbausch entlang, so erhält man, unter sonst gleichen Umständen, stets einen gleich starken negativen Ausschlag.

Legt man die Schneiden zweien von der Mitte des Bausches gleich weit entfernten Punkten seiner Länge nach an, und wählt dabei ihren Abstand bald kleiner, bald grösser, so wächst die Stärke der secundär-

---

[1] [Eine Abbildung der Keilbäusche findet sich in der hier als fünfte folgenden Abhandlung 'Ueber den secundären Widerstand u. s. w.']

elektromotorischen Wirkung mit jenem Abstande, vorausgesetzt, dass ein hinlänglicher ausserwesentlicher Widerstand im Multiplicatorkreise zugegen ist.

Die Stärke der secundären Wirkung wächst bis zu einer Grenze, die ich noch nicht bestimmt habe, mit der Dauer des ursprünglichen Stromes und mit seiner Dichte im durchströmten Bausche, d. h. mit dem Quotienten aus dem Querschnitt des Bausches in die Stromstärke. Diese Wirkung ist, wie schon bemerkt, sehr flüchtiger Art; natürlich kann man sie [innerhalb gewisser Grenzen] um so länger nach Entfernung des Bausches aus dem Säulenkreise nachweisen, je grösser Dauer und Dichte des ursprünglichen Stromes waren.

Aus alledem folgt, dass hier jeder durchströmte Querschnitt der Sitz einer gleich grossen secundär-elektromotorischen Kraft in der dem ursprünglichen Strom entgegengesetzten Richtung wird. Der Bausch wird zeitweise in eine Art von secundärer Säule aus gleichförmig in seinem Inneren vertheilten elektromotorischen Elementen verwandelt, und die neue Polarisation wird daher passend den Namen der inneren Polarisation erhalten, im Gegensatz zur äusseren Polarisation der Elektrolyte, welche an deren Grenze ihren Sitz hat.

Um die Natur jener secundär-elektromotorischen Elemente im Inneren des Bausches etwas näher kennen zu lernen, wird [454] es nützlich sein, unsere Versuche auf einige andere Körper auszudehnen.

Beim Tränken des durchströmten Bausches mit Hühnereiweiss, Ammoniakflüssigkeit, Essigsäure, schwefelsaurer Kupferoxydlösung nimmt man ebenfalls Zeichen innerer Polarisation wahr. Bei der letzteren Flüssigkeit sind sie fast unmerklich. Zusatz von Alkohol zum Wasser, wodurch der eigenthümliche Widerstand des letzteren erhöht wird, vermindert die Stärke der inneren Polarisation, und macht sie, bei wachsendem Alkoholgehalt, zuletzt unmerklich.

Keine von diesen Flüssigkeiten, und ebensowenig destillirtes und Brunnen-Wasser, zeigt an und für sich eine Spur von innerer Polarisation. Man kann dies mittels des heberförmigen Rohres zwischen den Hülfsgefässen zeigen, indem man alle drei mit derselben Flüssigkeit füllt. Bequemer ist es, sich einer oben offenen Hförmigen Rinne aus Guttapercha zu bedienen, welche wagerecht zwischen den Zuleitungsgefässen der Säule und des Multiplicators aufgestellt wird, gegen deren Zuleitungsbäusche man ihre vier, mit Blase oder Fliesspapier überbundenen Enden stossen lässt.

Offenbar muss also die Substanz des Bausches selber, d. h. die Holzfaser des Papieres, hier eine Rolle spielen. Es muss daher untersucht werden, ob auch andere, im trockenen Zustand für Nichtleiter geltende

poröse Körper, wenn sie in ihren Hohlräumen Wasser oder verhältnissmässig schlecht leitende Flüssigkeiten enthalten, die Erscheinung der inneren Polarisation darbieten.

Der Erfolg dieser Untersuchung ist, dass es fast schwerer hält, poröse Körper aufzufinden, die mit Wasser oder mit einer Flüssigkeit von entsprechenden Leitungsverhältnissen getränkt, keine innere Polarisirbarkeit zeigen, als das Gegentheil. Die innere Polarisirbarkeit stellt sich somit als eine sehr allgemein verbreitete Eigenschaft feuchter poröser Körper dar.

Zur Untersuchung dienten vorzüglich zwei Methoden, die der vier Bäusche, und die der Hförmigen Anordnung, die man begreiflich noch mit anderen Materialien herstellen kann als mit Bäuschen. Doch versteht es sich von selber, dass das erstere Verfahren bei weitem allgemeiner angewendet werden kann. [455] Wo es anging, ertheilte ich den feuchten porösen Körpern die Gestalt eines Prisma's von 50 ^{mm} Länge und einem quadratischen Querschnitt von etwa 15 ^{mm} Seite. Halbflüssige Körper wurden in der Hförmigen Guttapercharinne untersucht.

Die auf innere Polarisirbarkeit geprüften Körper lassen sich in folgende vier Gruppen bringen:

I. Unorganische Körper, als da sind Kreide, Kalkstein, Thonschiefer, Trachyt, Bimsstein, Hydrophan, erhärteter Gyps, gebrannter Thon, plastischer Thon. Alle diese Stoffe, und noch manche ihnen ähnliche, zeigen mit Wasser getränkt ein mehr oder weniger hohes Maass innerer Polarisirbarkeit. Der plastische Thon[1] im lufttrockenen Zustande giebt nur eine sehr schwache, und mit dem achtfachen Gewicht Wassers angerieben, keine merkliche Spur von Polarisation. Dazwischen aber liegen alle Stufen der Wirksamkeit bis zur Erzeugung eines Ausschlages von beinahe 90°, den man mit dem Thon im guten plastischen Zustand erhält; so dass die Stärke des Polarisationsstromes, der durch ein gegebenes Prisma feuchten Thones in einem gegebenen Kreise erzeugt wird, ein Maximum besitzt in Bezug auf den Wassergehalt des Thones. Aber noch ein ganz dünnflüssiger Thonbrei gab in der Hförmigen Guttapercharinne eine deutliche secundär-elektromotorische Wirkung, welche ausblieb, wenn ich während der Uebertragung der Schliessung vom Säulen- auf den Multiplicatorkreis die Flüssigkeit in dem Querstück des H mit einem Glasstab umrührte.

Mit Kochsalz-, mit Kalihydratlösung oder, wenn ihre Natur es er-

[1] Es war derselbe Modellirthon der hiesigen Königl. Porzellan-Manufactur, dessen ich mich zur Wiederholung der thermoëlektrischen Versuche Nobili's bedient hatte. Vergl. Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 201.

laubte, mit Säuren getränkt, liessen die aufgezählten Körper meist keine Spur innerer Polarisirbarkeit erkennen. Nur Bimsstein mit Schwefelsäure und Kreide mit Kalihydratlösung getränkt machen eine Ausnahme.

Deutliche Zeichen innerer Polarisirbarkeit versagten hingegen auch mit destillirtem Wasser als Tränkungsflüssigkeit: Asbest (nach der Faserrichtung durchströmt), reiner Quarzsand in seinem ursprünglichen Zustande, derselbe fein gemahlen und geschlemmt, wie er von der hiesigen Königl. [456] Porzellan-Manufactur gebraucht wird,[1] gebrannte Magnesia, Schwefelblumen. Die vier letzteren Stoffe wurden in Gestalt eines dicken Breies in der Hförmigen Rinne untersucht.

Eis, Krystalle von schwefelsaurem Zink- und Kupferoxyd sind auch unwirksam; nicht zu verwundern, da man sie sich im Inneren als trocken zu denken hat, und wenn in den beiden letzteren Flüssigkeit enthalten wäre, diese doch zu den besserleitenden würde zu rechnen sein.

II. Organische, aber nicht organisirte Körper, als: Geronnenes Hühnereiweiss, geronnener Faserstoff, durch Schlagen des Blutes erhalten, Seife aller Art. Diese Körper zeigen innere Polarisirbarkeit. Die der Seife befolgt, in Bezug auf den Wassergehalt, ein ähnliches Gesetz wie die des Thones.

Blutkuchen, erstarrter Leim, seidene Schnur, Schweizer Käse, krystallisirter Rohrzucker gaben keine innere Polarisation.

III. Organisirte Pflanzentheile aller Art, oder pflanzliche Gewebe, gleichviel ob frisch, mit ihren natürlichen Säften gefüllt, oder nach der Trockniss, nach mannigfacher Verarbeitung erst mit Wasser getränkt, zeigen sehr starke innere Polarisirbarkeit. Stücke von Stengeln oder Blattstielen, von holzigen Zweigen, Prismen aus saftreichen Früchten, aus Wurzeln und Knollen geschnitten, warfen nach wenigen Secunden Aufenthalt im Kreise der dreissiggliederigen Grove'schen Säule die Nadel des Multiplicators für den Nervenstrom, ja oft die des Multiplicators für den Muskelstrom (4650 Windungen) mit Heftigkeit an die negative Hemmung. Das sogenannte Albumen der Pará-Nuss (des Samens von Bertholletia excelsa) gab allerdings keine Spur von Wirkung, schien aber auch fast vollständig zu isoliren.

Hölzerne Stäbe aus verschiedenen Holzarten in Brunnenwasser gesotten, von Querschnitt zu Querschnitt zwischen den Zuleitungsbäuschen der Säule durchströmt, und mittels der Keilbäusche abgeleitet, gaben erstaunlich starke Wirkung. Wurden sie mit Salzlösung getränkt, so war zwar die innere Polarisation noch wahrnehmbar, jedoch unvergleichlich kleiner als vorher. Wurde die Hförmige Guttaperchaaarinne mit einem

---

[1] Ich verdankte ihn der Güte des Hrn. Dr. Elsner.

[457] Brei von Eichensägespänen und Brunnenwasser gefüllt, so gab sie lebhafte Polarisation. Wurde der Brei während der Uebertragung der Schliessung vom Säulen- auf den Multiplicatorkreis umgerührt, so blieb die Wirkung aus.

Hanfene Schnur, Baumwollendocht, geben kräftige Wirkung, so dass sich mit Hülfe dieses Verhaltens eben so sicher, aber freilich auch eben so umständlich, eine Verfälschung der Seide mit Baumwolle nachweisen liesse, wie nach ROUSSEAU's Vorschlag eine Verfälschung des Olivenöls durch dessen verminderten Widerstand.

Endlich bedarf es kaum der Erwähnung, dass hieher die innere Polarisirbarkeit des Fliesspapieres gehört, welche uns zum Ausgangspunkt für unsere ferneren Beobachtungen gedient hat.

IV. Die vierte Gruppe von Körpern wird durch die thierischen Gewebe gebildet. Die secundär-elektromotorischen Erscheinungen dieser Gewebe, mit Einschluss der Nerven und Muskeln, werde ich zum Gegenstande besonderer Mittheilungen an die Akademie machen, und begnüge mich hier mit der vorläufigen Bemerkung, dass man auch an diesen Körpern der inneren Polarisirbarkeit als einer weit verbreiteten Eigenschaft begegnet.

Wir kehren zurück zur näheren Erforschung der Erscheinung selber. Leider habe ich an unmittelbaren Ergebnissen der Beobachtung nicht viel mehr aufzuzählen.

Was die absolute Grösse der Wirkungen betrifft, so bin ich vor der Hand eben so wenig im Stande, eine allgemein vergleichbare Bestimmung dieser Grösse mitzutheilen, als mir dies für die äussere Polarisation der Elektrolyte möglich war. Doch muss ich es zweifelhaft lassen, ob nicht in günstigen Fällen die innere Polarisation der feuchten porösen Körper im Kreise der Säule selber, die sie hervorrief, bemerkt werden könne. Wenigstens liesse sich darauf der Umstand beziehen, der bei obiger Versuchsreihe sich an verschiedenen porösen Körpern ergab, dass nämlich diejenigen darunter im Allgemeinen die stärkste innere Polarisation gaben, die, mit demselben Elektrolyten getränkt, den ursprünglichen Strom am meisten schwächten. Der Unterschied in der Stärke des letzteren schien frei- [458] lich oft zu beträchtlich, um auf die secundär-elektromotorische Kraft der inneren Polarisation gedeutet zu werden; auf der anderen Seite aber fehlt es, wie sich zeigen wird, an einer nothwendigen Beziehung zwischen Widerstand und innerer Polarisirbarkeit der feuchten porösen Körper, wodurch jener Umstand erklärlich würde.

Die innere Polarisation der feuchten porösen Körper zeigt dieselbe Abhängigkeit von der Temperatur, wie die gewöhnliche Polarisation an der Grenze der Elektrolyte und der Metalle. Ich stellte die ursprüngliche

Vorrichtung mit den Hülfsgefässen voll Wasser zwischen den Zuleitungsgefässen der Säule und denen des Multiplicators her, aber an Stelle des über die Hülfsgefässe gebrückten heberförmigen Rohres, dessen wir uns zur Untersuchung der Polarisation an der Grenze ungleichartiger Elektrolyte bedienten, trat jetzt ein System von Röhren, dessen nach abwärts gebogenen mittleren weiteren Theil ich mit Wasser und mit innerlich polarisirbaren Stoffen anfüllen und dann seine Temperatur bis zum Siedepunkt des Wassers erhöhen konnte. Es wurde Sorge getragen, dass der Widerstand des erwärmten Theiles gegen den des übrigen Multiplicatorkreises annähernd verschwand, so dass die Verminderung dieses Widerstandes durch Erhöhung der Temperatur nicht in Betracht kam. Mit Baumwollendocht und Fliesspapier gelang der Versuch nicht, insofern die innere Polarisation dieser beiden Körper sich als zu schwach erwies, um unter den Umständen des Versuches eine merkliche Wirkung am Multiplicator für den Nervenstrom zu erzeugen. Hingegen bei Gegenwart von Hanfschnur, von Thonschiefer oder von Badeschwamm in dem Rohr ergab sich bei 100° C. für die beiden ersteren Körper eine deutliche Verminderung, für den letzteren, der sehr starker innerer Polarisation fähig ist, ein gänzliches Verschwinden der secundär-elektromotorischen Wirkung.

Mit diesem, trotz den dauernden Bemühungen, die ich dem Gegenstande gewidmet habe, ziemlich kärglichen Material haben wir es nun zu unternehmen, uns eine Meinung über die Ursache der inneren Polarisation zu bilden.

[459] Zuerst will ich hier, wie bei der äusseren Polarisation der Elektrolyte, einige Vermuthungen kurz zurückweisen, auf die man beim ersten Anblick verfallen könnte.

Hier, wie dort, kann zunächst nicht an Temperatur-Unterschiede als an die Ursache der Polarisation gedacht werden. Zwar würde diese Hypothese hier mehr als dort berechtigt sein, insofern es nicht an Spuren fehlt, dass an der Uebergangsstelle des Stromes aus einem besseren in einen schlechteren, und an der aus einem schlechteren in einen besseren Leiter, verschiedene Erwärmung stattfinde, und insofern es sich hier um feuchte poröse Körper handelt, an denen Thermoströme wirklich nachgewiesen sind. Zu den Temperaturströmen am menschlichen Körper und den Thonthermoströmen Nobili's kann ich jetzt beiläufig noch ganz ähnliche Ströme hinzufügen, die ich an Fliesspapierbäuschen beobachtet habe. Allein hier so wenig wie bei der äusseren Polarisation ist es mir gelungen, unter den Umständen meiner Versuche, mittels des oben S. 10 erwähnten Thermometers, einen Temperatur-Unterschied nachzuweisen, obschon nicht unmöglich wäre, dass bei einer anderen Anordnung ein

solcher bemerklich würde; und ausserdem sprechen noch eine Menge Gründe gegen einen solchen Ursprung der neuen secundär-elektromotorischen Kraft.

Es handelt sich vielmehr sichtlich dabei, wie schon oben S. 16 bemerkt wurde, um Erzeugung sehr kleiner negativ elektromotorischer Kräfte auf dichtgedrängten Punkten des feuchten porösen Körpers, und die zur Erklärung dieser Thatsache zuerst zu lösende Frage ist die nach den Eigenschaften, welche poröse Körper, und nach denen, welche Elektrolyte besitzen müssen, damit erstere, mit letzteren getränkt, innere Polarisirbarkeit darbieten.

Man könnte, mit Hinblick auf die pflanzlichen und thierischen Gewebe, daran denken, dass in einem innerlich polarisirbaren Körper ein häufiger Wechsel zweier Elektrolyte stattfinde, an deren Grenze negative äussere Polarisation entwickelt wird. Diese Meinung ist unhaltbar gegenüber der inneren Polarisirbarkeit gewisser anderen Körper, z. B. des mit destillirtem Wasser getränkten Hydrophans.

[460] Die für die innere Polarisirbarkeit wesentlichen Eigenschaften der feuchten porösen Körper können weder chemische noch mechanische sein. Zwischen Holzfaser, Kieselsäure, kohlensaurem Kalk einerseits, und destillirtem Wasser andererseits, ist wohl an keine chemische Wechselwirkung, auch unter dem Einflusse des Stromes, zu denken. Was aber ihre physische Beschaffenheit betrifft, so bieten die innerlich polarisirbaren Körper alle erdenklichen Abänderungen des festen Aggregatzustandes dar, während innerlich polarisirbare und nichtpolarisirbare Körper mitunter ganz gleiche Aggregatzustände zu besitzen scheinen. Ich erinnere nur an Sandstein, Seife, geronnenen Faserstoff und Thonbrei, welche alle innere Polarisirbarkeit besitzen, während Asbest, Käse, Leim und Magnesiateig die Erscheinung nicht zeigen. Das Einzige, was sich aus einer Betrachtung der mechanischen Eigenschaften der innerlich polarisirbaren Körper entnehmen lässt, ist, dass die Stärke der inneren Polarisation einigermaassen gleichen Schritt zu halten scheint mit der Annäherung der festen Theilchen aneinander. Also z. B. ist die innere Polarisation des Kalksteins, des Holzes und des durch Schlagen gewonnenen Faserstoffes stärker als die der Kreide, des Fliesspapiers und des Blutkuchens. Auch gelang es mir durch einen während des Versuches passend ausgeübten Druck die innere Polarisirbarkeit des Fliesspapieres scheinbar zu erhöhen; aber ich versuchte vergeblich, einem lockeren Haufwerk fester Theilchen, das mit Wasser getränkt keine innere Polarisirbarkeit zeigte, wie dem Teig von Schwefelblumen oder gebrannter Bittererde, solche durch Zusammendrücken zu ertheilen.

Von eben so geringer Bedeutung ist für die innere Polarisirbarkeit

offenbar die elektrochemische Beschaffenheit der tränkenden Elektrolyte. Wasser, insbesondere destillirtes, haben wir zur Tränkung der porösen Körper, welche innere Polarisation zeigen sollen, am meisten geeignet gefunden; aber auch Essigsäure, schwefelsaure Kupferoxydlösung und Ammoniakflüssigkeit lassen die Erscheinung in geringem Grade zu, während Kochsalzlösung, die Mineralsäuren, Kalihydratlösung, nur ausnahmsweise eine Spur davon wahrzunehmen erlauben.

Dagegen drängt sich im Lauf der Versuche sofort die Be- [461] merkung auf, deren denn auch gleich Anfangs Erwähnung geschah, dass nämlich die Elektrolyte, mit denen getränkt poröse Körper innerlich polarisirbar werden, sämmtlich ein gewisses, beträchtliches Maass eigenthümlichen Widerstandes besitzen. Dabei handelt es sich ganz bestimmt um den eigenthümlichen Widerstand, und nicht etwa darum, dass der Widerstand des innerlich zu polarisirenden Körpers einen grossen Theil des Gesammtwiderstandes des Kreises ausmache. Dies geht daraus hervor, dass, trotz der grösseren darin herrschenden Stromdichte, ein mit Salzlösung oder verdünnter Schwefelsäure getränkter Zwirnsfaden doch keine Spur von innerer Polarisation zeigt.

Da die wesentliche Bedingung für das Zustandekommen innerer Polarisation von Seiten des Elektrolyten sich somit auf dessen elektrisches Leitvermögen bezieht, so erscheint es rathsam, auch einmal die innerlich polarisirbaren porösen Körper aus diesem Gesichtspunkte zu betrachten. Und wirklich bietet sich dabei alsbald eine einfache und in den meisten Fällen ausreichende Erklärung der neuen Thatsachen dar.

Zunächst ist es an der Zeit zu bemerken, dass die secundär-elektromotorischen Wirkungen der feuchten porösen Körper ihrem Gesetze nach genau dieselben sind, die man erwarten sollte von einem Stück wohlausgeglühter, also metallähnlich leitender Kohle, die mit irgend einem Elektrolyten getränkt, dem Strom ausgesetzt würde. Jedes beiderseits vom Elektrolyten bespülte Kohlenplättchen, welches der Strom durchläuft, müsste wirken wie eine metallische Zwischenplatte, es müssten sich daran die Anionen und Kationen ausscheiden, und in Folge davon das Plättchen der Sitz einer Polarisation der gewöhnlichen Art werden.

Ich habe dies durch den Versuch bestätigt. Verkohlte Zweige vom Faulbaum (Prunus Padus) und von Erlen (Alnus), wie sie zur Bereitung von Schiesspulver gebraucht werden, die ich aber nachträglich ausgeglüht hatte, tränkte ich mit Wasser, Kochsalzlösung, verdünnter Schwefelsäure, schwefelsaurer Kupferoxydlösung. Bereits nach kurzem Aufenthalt im Kreise eines einzigen Grove'schen Bechers gaben sie die kräftigsten Wirkungen ganz nach demselben Gesetze, wie der frische [462] Zweig es gethan haben würde. So verhielten sich beiläufig auch Cylinder

erstarrten Leimes, in dem Messingfeilspäne vertheilt waren, und die ich mir dadurch verschaffte, dass ich den mit Feilspänen gemengten Leim in geölten Reagenzgläsern erstarren liess und das Glas über dem entstandenen Cylinder zertrümmerte. Verschiedene Kohlenstücke wirkten übrigens sehr verschieden kräftig, wie es ja seit langer Zeit bekannt ist, dass die Leitung der Kohle ausserordentlichen Schwankungen unterworfen ist.

Unter anderen Unregelmässigkeiten, die hier für uns von keiner Bedeutung sind, bot sich aber eine dar, die wohl unserer Aufmerksamkeit werth ist. Tränkte ich nämlich nach einander ein und dasselbe Kohlenstück mit Wasser und mit Kochsalzlösung, so sollte, erwartete ich, die durch gleich lange Schliessung einer und derselben Kette bewirkte Polarisation im ersten Falle schwächer ausfallen als im letzteren. Keineswegs traf dies zu, sondern nicht selten war die Polarisation in der mit Wasser getränkten Kohle trotz der sehr viel geringeren Stromstärke bedeutend stärker als in der mit Salzlösung.

Man kann diese Erscheinung so auffassen, dass man sich vorstellt, die in der Kohle oder dem mit Messingspänen erfüllten Leimcylinder stattfindende Polarisation, und die von uns sogenannte innere Polarisation der feuchten porösen Körper, hätten mit einander nichts gemein, als das Gesetz, wonach die secundär-elektromotorischen Kräfte im Inneren des Leiters vertheilt sind. Ihre physische Ursache sei übrigens ganz verschieden; und man kann alsdann die Art der inneren Polarisation, die den Gegenstand dieser Abhandlung bildet, die ächte, und die der Kohle und des Leimcylinders voll Messingspäne die unächte innere Polarisation nennen. Man kann sich vorstellen, die sich oft zeigende stärkere innere Polarisation der Wasserkohle im Gegensatz zu der der Salzkohle beruhe darauf, dass die Kohle in jenen Fällen noch zum Theil die ächte innere Polarisation des Holzes behalten habe, und dass diese sich bei der Wasserkohle zur unächten inneren Polarisation hinzufüge, welche bei der Salzkohle allein hervortrete.

Viel einfacher und ohne Zweifel naturgemässer ist es wohl, folgendermaassen zu schliessen. Es giebt nur eine Art der in- [463] neren Polarisation; die vermeintlich ächte der feuchten porösen Körper und die unächte der Kohle und des Leimcylinders beruhen auf derselben physischen Ursache.

Die Körper, welche nur mit schlechtleitenden Elektrolyten getränkt, innere Polarisirbarkeit zeigen, gelten allerdings im trockenen Zustande gemeinhin für Nichtleiter, wenigstens im Gebiete des Galvanismus. Im Gebiete der Reibungselektricität, wo in dieser Beziehung schärfer unterschieden wird, gelten aber bereits deren viele für Halbleiter. Berührt

man damit den Knopf eines geladenen Elektroskopes, so fallen die Goldblätter langsam zusammen. Jene Körper leiten also, wenn auch noch so schwach; und in sehr dünnen Schichten kann sogar ihr Leitvermögen nicht ganz unbeträchtlich sein.

Dabei ist anzunehmen, dass sie nach Art der Metalle, physisch, nicht elektrolytisch leiten. Wenn sie folglich den Strom in einen Elektrolyten ein- oder aus ihm heransführen, so werden daran, wie an metallischen Elektroden, die Zersetzungsstoffe ausgeschieden werden; und es können, ja es müssen sogar dergestalt secundär-elektromotorische Kräfte in umgekehrter Richtung des ursprünglichen Stromes zu Stande kommen, ganz wie dies bei Zersetzung des Wassers zwischen Platinelektroden der Fall ist.

Wollte man durch Elektroden aus irgend einem der obigen Halbleiter, die man in irgend einen Elektrolyten tauchen liesse, merkliche Ladungen zu Wege bringen, so würde dies aus leicht begreiflichen Gründen fehlschlagen. Keine Säule würde kräftig, kein Multiplicator empfindlich genug sein, damit eine Wirkung wahrgenommen würde. Leichter würde dies schon gelingen, wenn man, anstatt den schlechten Leiter in Gestalt von Elektroden in den Kreis zu bringen, ihm die Form einer ausnehmend dünnen Zwischenplatte zu ertheilen vermöchte. Am zweckmässigsten aber würde die Anordnung, wenn man nicht bloss eine einzige solche dünne Zwischenplatte, sondern deren eine gewisse, nach den Umständen verschiedene Anzahl in den Kreis bringen könnte.

Diese Anordnung leistet indess noch nicht ganz was sie soll. Man sieht nämlich, dass dabei auch mit gutleitenden Elektrolyten Ladung eintreten müsste, ja sogar, wegen des [464] geringeren Widerstandes, noch stärker, wenn man, wie wir dies in dieser Verhandlung bis auf Weiteres thun wollen, davon absieht, dass ein und derselbe Strom an der Grenze verschiedener Elektrolyte und Halbleiter vermuthlich nicht stets einerlei secundär-elektromotorische Kraft erzeugt. Dies nun scheint mit unseren Versuchen im Widerspruch.

Allein jetzt stelle man sich die halbleitenden Zwischenplatten von unzähligen kleinen Oeffnungen durchbohrt vor, so dass der Elektrolyt frei durch sie zusammenhängt. Er wird nun eine Nebenschliessung für den übrigen Theil der Zwischenplatten abgeben, und die Folge wird sein, dass der Stromtheil, der noch durch die Zwischenplatten selber geht und der allein die secundär-elektromotorische Kraft erzeugt, abhängig wird von dem eigenthümlichen Widerstande des Elektrolyten. Er wird um so kleiner, je besser der Elektrolyt leitet; und um so kleiner wird folglich die secundär-elektromotorische Kraft. Es kommt aber noch hinzu, dass die Wirkung, die diese Kraft nachher im Multiplicatorkreise hervorzu-

bringen vermag, abermals geschwächt wird durch die Nebenschliessung, die der durch die Oeffnungen der Zwischenplatten zusammenhängende Elektrolyt darbietet, und folglich um so kleiner wird, je geringer der eigenthümliche Widerstand des Elektrolyten, so dass sie, bei einem gewissen hohen Grade von Leitungsfähigkeit des letzteren, gänzlich verschwinden kann. Freilich wird, mit abnehmendem Widerstande des Elektrolyten, auch die Stromstärke zunehmen. Allein man sieht, dass die Verminderung der secundär-elektromotorischen Wirkung aus jenen Gründen ihre Vermehrung aus diesem Grunde leicht überwiegen könne.

Da nun andererseits mit einem Elektrolyten von unendlich grossem Widerstande die secundär-elektromotorische Wirkung offenbar gleichfalls verschwindet, so ist deutlich, dass ihre Stärke, bezogen auf den eigenthümlichen Widerstand des tränkenden Elektrolyten, ein Maximum haben, und dass dieses Maximum bei um so geringerem Widerstande des Elektrolyten stattfinden müsse, je geringer der Widerstand des porösen Halbleiters ist.

[465] Man sieht ferner, dass was hier vom eigenthümlichen Widerstande des Elektrolyten und des porösen Halbleiters gesagt wurde, auch Anwendung findet auf das Verhältniss der Grösse der Oeffnungen in den Zwischenplatten zu deren übriger Oberfläche. Verschwinden die Oeffnungen gegen die übrige Oberfläche, so muss dies für die secundär-elektromotorische Wirkung im Wesentlichen dieselbe Folge nach sich ziehen, als ob der eigenthümliche Widerstand des Elektrolyten verhältnissmässig ein sehr grosser wäre. Verschwindet dagegen der stehengebliebene Theil der Zwischenplatten gegen die Oeffnungen, so wird dies für die secundär-elektromotorische Wirkung so sein, als ob der eigenthümliche Widerstand des Elektrolyten gegen den des porösen Halbleiters verschwände.

Mit Hülfe dieser Vorstellung hat es keine Schwierigkeit mehr, sich von den hauptsächlichsten Erscheinungen der inneren Polarisation Rechenschaft zu geben. Dass diese dabei wirklich die Gesetze befolgen müsse, die wir oben S. 15. 16 gefunden haben, und mit steigender Temperatur an Kraft abnehmen könne, braucht nicht erst bemerkt zu werden. Sodann ist deutlich, weshalb ein und derselbe poröse Körper, in welchem, wenn er vollständig getränkt ist, stets dieselbe räumliche Anordnung des Elektrolyten und des halbleitenden Gerüstes stattfindet, folgweise mit Flüssigkeiten von immer kleinerem Widerstande getränkt, bei einem gewissen mittleren Grade dieses Widerstandes die stärkste secundär-elektromotorische Wirkung giebt. So gab Fliesspapier mit verdünntem Alkohol getränkt nur schwache innere Polarisation; starke mit destillirtem und Brunnen-Wasser; schwächere mit Essigsäure, Ammoniak, schwefel-

saurer Kupferoxydlösung, unmerkliche mit Kochsalzlösung, Salpetersäure u. d. m.

Hat man zwei poröse Körper, in denen man nahezu eine und dieselbe räumliche Anordnung des Elektrolyten und des halbleitenden Gerüstes annehmen kann, deren eigenthümlicher Widerstand aber sehr verschieden ist, so findet sich's, in Uebereinstimmung mit unserer Theorie, dass der besserleitende Körper Zeichen innerer Polarisation noch mit Elektrolyten von so kleinem Widerstande giebt, dass der schlechtleitende Körper damit ganz unpolarisirbar erscheint. So geben Holz und [466] mangelhaft geglühte Kohle mit Wasser stärkere innere Polarisation als mit Kochsalzlösung, während wohlgeglühte Kohle sich umgekehrt verhält.

Natürlich giebt es einen Grad des Widerstandes des porösen Gerüstes, wo auch bei schlechtleitenden Elektrolyten kein merklicher Stromtheil hindurch kann, und deshalb die secundär-elektromotorische Wirkung verschwindet. So erklärt sich's, dass Quarzsand, Schwefelblumen, Seide keine innere Polarisation wahrnehmen liessen. Dass die Kieselsäure im amorphen Zustande, wie im Hydrophan, besser leitet, als im krystallisirten, überrascht nicht nach dem ähnlichen Verhalten des Diamants und der Kohle, des Zinnobers und des schwarzen Schwefelquecksilbers.[1]

Erlaubt es die Beschaffenheit eines porösen Halbleiters, das Verhältniss der in einem gegebenen Raum enthaltenen Menge seiner eigenen Substanz und eines Elektrolyten nach Belieben abzustufen, so bestätigt sich was oben hinsichtlich des Einflusses einer solchen Veränderung auf die Grösse der secundär-elektromotorischen Wirkung gesagt wurde. So haben wir an Thon und Seife bei einem möglichst kleinen sowohl, als bei einem sehr grossen Wassergehalt die secundär-elektromotorische Wirkung vermisst, während sie bei einem gewissen mittleren Feuchtigkeitsgrad einen oberen Grenzwerth erreichte; und so fanden wir (s. oben S. 21), dass die innere Polarisirbarkeit des kohlensauren Kalkes, der Holzfaser und des geronnenen Faserstoffes mit der Verdichtung wuchs.

Auf das verschiedene Verhältniss der mit dem Elektrolyten erfüllten Hohlräume zum halbleitenden Gerüst könnte man versucht sein, auch den oben S. 19 erwähnten Umstand zurückzuführen, dass von zwei mit demselben Elektrolyten getränkten Halbleitern, welche ungleich stark innerlich polarisirbar sind, derjenige sich in der Regel als der bessere Leiter im getränkten Zustand erweist, der die schwächere secundär-elektromotorische Wirkung giebt. Der verschiedene Widerstand der Halbleiter selber kann der Grund nicht sein; denn alsdann [467] käme gerade

---

[1] Vgl. Riess, die Lehre von der Reibungselektricität. Berlin 1853. Bd. I. S. 37. §. 30.

umgekehrt dem besseren Leiter die stärkere Polarisation zu. Aber auch die eben angedeutete Vermuthung scheint nicht zuzutreffen. Wenigstens fand ich, dass von zwei gleich grossen Stücken Kreide und Bimsstein, von denen letzterer bei grösserem Widerstande die stärkere Polarisation zeigt, nach einstündigem Sieden das Stück Bimsstein die grössere Wassermenge aufgenommen hatte.

Wie dem auch sei, die gegebene Theorie schliesst sich den Thatsachen hinreichend an, um für die richtige gelten zu können. Immerhin bleiben schon aus dem Kreise meiner bisherigen Erfahrungen manche übrig, die sich ihr nicht zu fügen scheinen. Dahin gehört z. B. der Fall der Kreide, welche mit Kalihydrat getränkt beträchtlich stärkere innere Polarisation zeigt, als mit Wasser, während man das Gegentheil, ja ein völliges Verschwinden der Polarisation mit der Kalilauge erwarten sollte. Jedoch ist nicht zu vergessen, dass ausser den bereits angedeuteten Hülfsmitteln der Theorie zur Erklärung derartiger Abweichungen — verschiedener Widerstand des Elektrolyten und des porösen Halbleiters, und verschiedene räumliche Anordnung beider — noch ein Umstand in Betracht kommt, den wir bisher absichtlich ausser Spiel gelassen haben, der aber möglicherweise einen sehr bedeutenden Einfluss übt. Dies ist die mit verschiedenen Stoffen, vielleicht, ja unzweifelhaft, sehr verschiedene elektromotorische Kraft der secundären Kette: Halbleiter, Anion, Elektrolyt, Kation, Halbleiter, auf deren Erzeugung durch den ursprünglichen Strom die innere Polarisation beruht. Es mögen zwischen den Halbleitern selber, in Bezug auf ihre Polarisationsfähigkeit, Unterschiede stattfinden, wie zwischen den Metallen, und auch die verschiedenen Elektrolyte mögen, in Verbindung mit dem nämlichen Halbleiter, mehr oder weniger günstig wirken.

Ich bemerke noch, dass die Art, wie in dieser Theorie die Leitung des Stromes in den feuchten porösen Halbleitern zum ersten Mal von mir aufgefasst ist, überhaupt die richtigere sein dürfte, und geeignet scheint, einen Anhalt zu bieten zur besseren Beurtheilung der auffallenden elektromotorischen Erscheinungen, die uns die Haut des Menschen gezeigt hat, der Ströme [468] wegen ungleichzeitiger Benetzung,[1] der Temperaturströme,[2] der Ströme beim Andrücken von Bäuschen,[3] die alle

[1] Monatsberichte u. s. w. 1852. S. 123; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. Bd. II. §. 259; — Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 218.

[2] Monatsberichte u. s. w. 1852. S. 120; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. Bd. II. S. 256; — Untersuchungen u. s. w. A. a. O. S. 206.

[3] Monatsberichte u. s. w. 1852. S. 125; — 1854. S. 289; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. Bd. II. S. 261; — Bd. IV. S. 6; — Untersuchungen u. s. w. A. a. O. S. 222. 268. 322.

ihr Entsprechendes bei den Metallen haben. Auch die NOBILI'schen Thonthermoströme, und die oben S. 20 erwähnten Thermoströme an Fliesspapierbäuschen dürften aus demselben Gesichtspunkte zu betrachten sein, d. h. nicht als Thermoströme der Elektrolyten, sondern als solche der metallisch, nicht elektrolytisch leitenden Halbleiter, die mit den Elektrolyten getränkt sind. Dies ist deshalb wahrscheinlich, weil nach NOBILI[1] nur mit Thon, nicht mit Kalk, Baryt und Gyps, diese scheinbaren Hydrothermoströme erhalten werden, während der Elektrolyt beliebig Wasser, Säure oder Salzlösung sein kann, ohne dass der Strom aufhört, in derselben Richtung zu erscheinen.[2]

---

[1] Memorie ed Osservazioni edite et inedite ec. Firenze 1834. Vol. I. p. 81. 87.

[2] Schon im ersten Bande meiner 'Untersuchungen', S. 377, habe ich unter dem Namen der 'PELTIER'schen Ladungen' einige mittels der Methode der Uebertragung gemachte Erfahrungen beschrieben, welche zum Theil auf die jetzt erkannte innere Polarisation feuchter poröser Halbleiter zurückzuführen sind, und der Keim der jetzt entwickelten Theorie ist gleichfalls bereits dort zu finden. Doch sind jene Ergebnisse so unvollkommen, auf so wenige Körper beschränkt und dermaassen mit anderen Wirkungen vermengt, deren Scheidung mir erst seitdem gelungen ist, z. B. mit der äusseren Polarisation der Elektrolyte, dass ich bitten möchte, sie als nicht vorhanden anzusehen, bis ich Gelegenheit gefunden haben werde, sie von meinem jetzigen Standpunkt der Kenntniss aus zu erläutern. Dieselbe Bitte gilt in Bezug auf die in meinen 'Untersuchungen' (Bd. I. S. 240; — Bd. II. Abth. I. S. 331) enthaltenen Andeutungen hinsichtlich der secundär-elektromotorischen Wirkungen der Muskeln, und auf eine Mittheilung, die ich darüber der British Association zu Belfast im September 1852 machte, und die sich im Report etc. p. 78 abgedruckt findet. So werde ich auch später nicht ermangeln, das Verhältniss der in dieser Abhandlung dargelegten Erfahrungen zu den von Hrn. MUNK AF ROSENSCHÖLD in POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1838. Bd. XLIII. S. 207 beschriebenen Thatsachen zu erörtern.

III.

Ueber den Einfluss, welchen die Dimensionen innerlich polarisirbarer Körper auf die Grösse der secundär-elektromotorischen Wirkung üben.

(Gelesen in der Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 31. Januar 1859.)[1]

Die wichtige Rolle, welche die innere Polarisation bei gewissen thierisch-elektrischen Erscheinungen spielt, hat mich veranlasst, sie noch nach mehr Richtungen weiter zu verfolgen, als dies in meiner ersten Mittheilung darüber[2] geschehen ist. Unter anderen ward es mir wünschenswerth, eine deutliche Vorstellung davon zu erlangen, wie die Dimensionen [69] des innerlich polarisirbaren Körpers auf die Stärke der secundär-elektromotorischen Wirkung einwirken. Offenbar muss das Verhältniss ein sehr verwickeltes sein, insofern nämlich der Widerstand der innerlich polarisirbaren Körper stets ein grosser im Vergleich zu dem der Säule und des Multiplicators ist, die ursprüngliche und die secundäre Stromstärke folglich schon in dieser Weise von den Maassen jenes Körpers abhängen; zweitens bei wachsendem Querschnitt des innerlich polarisirbaren Körpers die Dichte des gleich stark gedachten ursprünglichen Stromes darin abnimmt, die secundär-elektromotorische Kraft aber unzweifelhaft nicht mit der ursprünglichen Stromstärke, sondern vielmehr mit dieser Dichte nach irgend einem Gesetze wächst.

Um einigermaassen die Folgen dieser verschiedenen Abhängigkeiten zu übersehen, wollen wir gewisse einfache Voraussetzungen machen, wodurch wir in Stand gesetzt werden, uns der Rechnung zu bedienen.

Es heisse nämlich

E die elektromotorische Kraft der Säule, die den ursprünglichen Strom liefert;

---

[1] Monatsberichte u. s. w. 1859. S. 68.

[2] S. die vorhergehende Abhandlung (II).

S der Widerstand des Säulenkreises gemessen bis zum innerlich polarisirbaren Körper;

M der Widerstand des Multiplicatorkreises ebenso gemessen;

q der Querschnitt jenes prismatisch gedachten Körpers;

L dessen Länge gemessen zwischen den den Grundflächen des Prisma's angelegten Endbäuschen des Säulenkreises;

mL, worin m eine Constante < 1, seine Länge gemessen zwischen den Keilbäuschen des Multiplicatorkreises;

σ dessen Widerstand für die Einheit der Länge und des Querschnittes;

endlich t die Dauer der Schliessung des ursprünglichen Stromes.

Die Stärke des ursprünglichen Stromes wird sein

$$I = \frac{E}{S + \frac{\sigma L}{q}}. \qquad (I)$$

Wir wollen annehmen, die im durchströmten Körper im Augenblick der Oeffnung des Säulen- und Schliessung des Multiplicator[70]kreises (die als gleichzeitig betrachtet werden) gegenwärtige und im letzteren Kreise wirksame Summe E' secundär-elektromotorischer Kräfte sei 1. der Dauer des ursprünglichen Stromes, 2. seiner Dichte, beides zwischen gewissen Grenzen, 3. der Länge der in's Auge gefassten Strecke mL einfach proportional. Da die Dichte = dem Quotienten aus dem Querschnitt in die Stromstärke, so wird also E' dem Querschnitt, innerhalb gewisser Grenzen, umgekehrt proportional sein.

Dies scheint ganz unverfänglich, doch ist zweierlei dazu zu bemerken. Erstens muss man sich den innerlich polarisirbaren Körper von sehr gestreckter Gestalt denken, damit man ohne merklichen Fehler E' der Strecke mL proportional setzen könne, weil nämlich die Ableitung zum Multiplicatorkreise nicht von den Grundflächen des Prima's aus, sondern mittels der Keilbäusche geschieht, in welche sich die Stromcurven hineinbiegen müssen, so dass ein Theil der zunächst den Ableitungsstellen ihren Sitz habenden elektromotorischen Kräfte nicht zur Wirkung kommt. Für's Zweite sind Gründe vorhanden anzunehmen, dass die in einem Querschnittselement erzeugte secundär-elektromotorische Kraft im Multiplicatorkreise nur mit einem Theile wirkt, welcher nicht unabhängig ist von dem Querschnitt des innerlich polarisirten Körpers, von seiner Länge, und vom Widerstande des Multiplicatorkreises.

Sieht man von diesen Umständen ab, so hat man also

$$E' = -n \,.\, t \,.\, \frac{I}{q} \,.\, mL.$$

Setzt man hierin für I dessen Werth aus (I), so erhält man

$$E' = -n.t.\frac{E}{S+\frac{\sigma L}{q}}\cdot\frac{mL}{q}$$

Unter der schon erwähnten Voraussetzung einer sehr gestreckten Gestalt des innerlich polarisirbaren Körpers ist dessen Widerstand zwischen den Keilbäuschen ohne merklichen Fehler zu setzen

$$= \frac{m\sigma L}{q}.$$

[71] Es ergiebt sich folglich für die im ersten Augenblick der Schliessung des Multiplicatorkreises stattfindende Stromstärke der Ausdruck

$$I' = -n.t.\frac{E}{\left(S+\frac{\sigma L}{q}\right)\left(M+\frac{m\sigma L}{q}\right)}\cdot\frac{mL}{q}. \qquad \text{(II)}$$

Wie man sieht, kommen in diesem Ausdruck die Dimensionen des polarisirbaren Körpers L und q nur zusammen und zwar dergestalt verbunden vor, dass sie den Widerstand des Körpers angeben, insofern er von den Dimensionen abhängt. Liesse man daher L und q in gleichem Verhältniss sich verändern, so dass

$$\frac{L}{q} = r = const.,$$

so würde die im ersten Augenblick stattfindende secundär-elektromotorische Wirkung dieselbe bleiben, welches auch der Werth von L und q wäre.

Ein Ergebniss, welches auch ohne Rechnung einleuchtet. Bleibt nämlich der Widerstand des innerlich polarisirbaren Körpers unverändert, so bleibt dies auch die Stärke des ursprünglichen Stromes, und ebenso der Widerstand des secundären Kreises, d. h. des Kreises, der aus jenem Körper und dem Multiplicatorkreise besteht. In dem Maasse, wie der Querschnitt wächst, nimmt freilich, bei sich gleich bleibender Stärke des ursprünglichen Stromes, die Dichte dieses Stromes im Querschnitt und folglich die secundär-elektromotorische Kraft im Längenelemente ab. Allein da in demselben Maasse die Länge wachsen soll, so bleibt schliesslich E', die Summe der secundär-elektromotorischen Kräfte, constant, und bei sich gleichbleibendem Widerstande des secundären Kreises also auch die Stärke der secundär-elektromotorischen Wirkung im ersten Augenblick.

Denken wir uns nunmehr r veränderlich und untersuchen die Function $I' = f(r)$, so zeigt sich, dass diese für $r = 0$ und $r = \infty$ verschwindet und dazwischen ein Maximum hat für

$$r = \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{SM}{m}},$$

wenn also $S = M$ und $m = 1$, für

[72] $$\sigma r = \frac{\sigma L}{q} = S = M,$$

oder für den Fall, dass der Widerstand des innerlich polarisirbaren Körpers gleich ist dem des Säulen- und dem des Multiplicatorkreises. Geben wir S und M ihre allgemeine Bedeutung wieder, denken uns q beständig, und nur L veränderlich, so findet ein Maximum statt für

$$L = \frac{q}{\sigma}\sqrt{\frac{SM}{m}}.$$

Umgekehrt bei beständigem L und veränderlichem q für

$$q = \sigma L \sqrt{\frac{m}{SM}}. \qquad \text{(III)}$$

Bemerkenswerth ist noch, was sich ereignet, wenn man sich denkt, dass der Widerstand des Säulen- sowohl als des Multiplicatorkreises verschwindet gegen den des innerlich polarisirbaren Leiters, und umgekehrt. In beiden Fällen hört die Function $I' = f(r)$ auf, ein Maximum zu besitzen. Im ersten Fall nämlich wird sie

$$I' = \frac{ntE}{\sigma^2.r},$$

im zweiten

$$I' = \frac{mntE.r}{SM}. \qquad \text{(IV)}$$

Die Stärke der secundär-elektromotorischen Wirkung wird also im ersten Falle dem Widerstand des polarisirbaren Leiters, insofern er von dessen Dimensionen abhängt, umgekehrt, im zweiten gerade proportional sein.

Es wäre nun von hohem Interesse gewesen, die wichtigsten unter diesen Schlüssen durch den Versuch zu prüfen, theils um die Gestaltung des Phänomens unter den fraglichen Umständen wirklich zu erkennen, theils um sich von dem Maass von Wahrheit und Irrthum in den gemachten Voraussetzungen zu überzeugen. Dies würde indessen für's Erste erfordert haben, dass diese Versuche in messende umgewandelt würden, wozu die Beseitigung der Polarisation der Platinenden des Multiplicator-[73]kreises und die Anwendung eines wirklichen galvanometrischen Messwerkzeuges, statt des Multiplicators für den Nervenstrom, oder Graduirung des letzteren, vor Allem nöthig geworden wären. Für's Zweite ist aber noch zu beachten, dass der Ausdruck (II) die Stärke der secundär-elektromotorischen Wirkung unter den gemachten Voraussetzungen genau nur im ersten Augenblick nach der als gleichzeitig betrachteten Oeffnung des Säulen- und Schliessung des Multiplicatorkreises darstellt. Zur Bewährung dieser Formel und der daraus abgeleiteten Schlüsse könnte folglich nur

geschritten werden mit Hülfe der von Hrn. Poggendorff für das Studium der secundär-elektromotorischen Erscheinungen empfohlenen und zwar äusserst schnell bewegten Wippe, etwa in der Gestalt, die Hr. Siemens derselben ertheilt hat.[1]

Obschon ich nun dies Alles für nicht unausführbar hielt, so würde es doch auf alle Fälle ein so weit aussehendes Unternehmen geworden sein, dass ich vor der Hand davon abstehen zu müssen glaubte. Ich habe mich damit begnügt, von jenen Schlüssen solche durch den Versuch zu bestätigen, welche dazu keine eigentlichen Maassbestimmungen erfordern, wobei ich also ausser Acht lassen durfte erstens, dass die bei Schliessung des Multiplicator- nach Oeffnung des Säulenkreises erfolgende Summe secundär-elektromotorischer Wirkungen auf die Nadel der Grösse der im ersten Augenblick stattfindenden secundär-elektromotorischen Kraft möglicherweise nicht einfach proportional ist; und zweitens, dass wenn auch diese Proportionalität stattfände, der Ausschlag der Nadel doch nicht entfernterweise ein getreues Maass jener Summe liefert. Sogar von solchen Prüfungen habe ich übrigens nur den allerkleinsten, wenn auch wichtigsten Theil bisher anzustellen vermocht.

$$\text{I. } \frac{L}{q} = const.$$

Ein Punkt, der zunächst zur experimentellen Bestätigung einlud, war das oben der Formel (II) entnommene Ergebniss, dass die Grösse der secundär-elektromotorischen Wirkung von [74] der Länge und dem Querschnitt ganz unabhängig sei, wenn nur das Verhältniss beider beständig bleibe.

Ich liess von einem geschickten Tischler aus demselben Stück Weissbuchenholz fünf Paar Stäbe von verschiedener Grösse schneiden, an denen diese Bedingung möglichst genau erfüllt war. Sie besassen nämlich (in rheinischen Zollen) folgende Maasse:

	I.	II.	III.	IV.	V.
Länge	1″	2″	3″	4″	6″
Querschnitt	$^1/_8{}'' \times {}^1/_8{}'' = {}^1/_{64}\,\square''$	$^2/_8{}'' \times {}^1/_8{}'' = {}^2/_{64}\,\square''$	$^3/_8{}'' \times {}^1/_8{}'' = {}^3/_{64}\,\square''$	$^2/_8{}'' \times {}^2/_8{}'' = {}^4/_{64}\,\square''$	$^3/_8{}'' \times {}^2/_8{}'' = {}^6/_{64}\,\square''$

Diese Stäbe wurden in destillirtem Wasser gesotten, bis sie untersanken und anzunehmen war, dass sie alle auf allen Punkten gleichmässig damit durchtränkt seien. Die Stäbe wurden, bei den folgenden Versuchen, um ihnen den ursprünglichen Strom zuzuleiten, mit ihren beiden Enden zwischen die Zuleitungsbäusche der Säule eingeklemmt. Die Enden waren,

[1] Vgl. Poggendorff's Annalen der Physik und Chemie. 1844. Bd. LXI. S. 586; — 1857. Bd. CII. S. 70. — Vergl. unten, S. 48.

wie ich es häufig bei diesen Versuchen thue, um das Eindringen des Kupfersalzes zu verhindern, mit Schildern aus Modellirthon bekleidet. Der Modellirthon ist zwar selber innerlich polarisirbar,[1] indessen verschwinden die secundär-elektromotorischen Wirkungen, deren er fähig ist, gegen die des Holzes sogar bei gleichen Dimensionen; vollends musste dies hier der Fall sein, wo die Dicke der Thonschilder gegen die Länge der Stäbe, mit Ausnahme vielleicht des kürzesten, kaum in Betracht kam.

Die grösstmögliche Dünne der Schilder war übrigens noch durch eine andere Betrachtung geboten. Durch ihre Einführung in den Säulenkreis geht der erste Factor des Nenners in (II) über in

$$S + \frac{2\tau\lambda}{q} + \frac{\sigma L}{q}$$

wo τ den eigenthümlichen Widerstand des Thons, λ die Dicke des Thonschildes bezeichnen. Da in dem hinzugetretenen Gliede [75] der Querschnitt des innerlich polarisirbaren Körpers nicht mehr mit der Länge zusammen in der Art vorkommt, dass dadurch der Widerstand jenes Körpers ausgedrückt wird, insofern er von den Dimensionen abhängt, so würde, wenn dieses Glied einen grossen Einfluss ausübte, die Schlussfolge, auf deren Bestätigung im Versuch es hier abgesehen ist, in ihren Vordersätzen untergraben werden. Es muss also darauf geachtet werden, dass $2\tau\lambda : q$ möglichst klein sei, was, da τ durch die Natur der Dinge und q durch den angewandten Stab gegeben sind, nur dadurch geschehen kann, dass man λ möglichst klein, d. h. die Thonschilder möglichst dünn nimmt.

Um die secundär-elektromotorische Wirkung von den Stäben abzuleiten, wurden ihnen die mit doppelten Eiweisshäutchen bekleideten Schneiden der Keilbäusche angelegt; wenn die Stäbe nicht quadratisch waren, der einen breiten Seite, allen aber an zwei im Voraus bezeichneten, von ihren beiden Enden gleich weit entfernten und zwar so gewählten Stellen, das $m = {}^{11}/_{12}$.

Einige Vorversuche lehrten, dass, um am Multiplicator für den Nervenstrom einen Ausschlag von passender Grösse durch die secundär-elektromotorische Wirkung dieser Stäbe zu erhalten, der Durchgang des Stromes von zehn Grove'schen Elementen während eines gewissen durch das Uhrwerk[2] abgemessenen Bruchtheils einer Secunde genügte, dessen absoluten Werth ich noch nicht kenne und daher vorläufig mit ${}^{1}/_{n}{}''$ bezeichne. Diese Anordnung wurde beibehalten, da anzunehmen war, dass der Widerstand der mit destillirtem Wasser getränkten Stäbe noch immer

---

[1] S. oben Abh. II. S. 17.
[2] S. oben Abh. I. S. 3.

gross genug war im Vergleich zu dem der zehngliederigen GROVE'schen Säule, damit nicht eine Annäherung an den durch (IV) ausgedrückten Zustand stattfinde, während es aus Gründen, die ich hier noch nicht erörtern mag, zweckmässig schien, die Schliessung des Säulenkreises möglichst kurz dauern zu lassen.

Die Stärke des ursprünglichen Stromes, die begreiflich mit allen Stäben dieselbe sein musste, wurde durch den Ausschlag [76] bestimmt, den er an einer Tangentenbussole mit Spiegelablesung hervorbrachte. Der Spiegel schwang so viel schneller als das Nadelpaar des Multiplicators für den Nervenstrom, dass es keine Schwierigkeit hatte, zuerst den Ausschlag durch den ursprünglichen Strom, dann den durch die secundär-elektromotorische Wirkung zu beobachten.

Es wurden nun nach einander, jedoch ohne in Bezug auf die absolute Grösse der Stäbe irgend eine Ordnung zu beobachten, mit jedem der beiden zu einem Paare gehöriger Stäbe vier Versuche angestellt. Bei zweien ging der Strom in der einen, bei den beiden anderen in der anderen Richtung durch die Stäbe. Die Zahlen in der folgenden Tabelle sind demnach Mittel aus acht Ablesungen. Die Zahlen in der mit *U* bezeichneten wagerechten Reihe sind die Ausschläge durch den ursprünglichen Strom, die in der mit *S* bezeichneten die durch die secundär-elektromotorische Wirkung.

	I	II	III	IV	V
U	38·2	49·9	34·9	45·4	46·0
S	55·8	59·5	45·7	53·6	50·6

Die Zahlen der zweiten Reihe stimmen zwar nicht besonders, indem die unter II und III eine etwas grosse Abweichung vom Mittel zeigen. Da aber die Zahlen der ersten Reihe in demselben Sinne abweichen, so ist klar, dass in diesen Fällen, aus irgend einem Grunde, das Product aus Stärke in Dauer des ursprünglichen Stromes beziehlich grösser oder kleiner war als sonst. Erwägt man, dass während die absoluten Dimensionen der Stäbe so ausserordentlich wachsen, die Zahlen, welche die ungefähre Grösse der secundären Wirkung bemessen, sich beinahe gleich bleiben, und höchstens spurweise eine Abnahme nach der Richtung der wachsenden absoluten Dimensionen erkennen lassen; nimmt man hiezu die zahlreichen Fehlerquellen, als da sind verschiedene Leitungsfähigkeit und Polarisirbarkeit des Holzes, rascheres Austrocknen der Stäbe von kleinerem Querschnitt, verschiedene Leitungsfähigkeit und Dicke der Thonschilder, ver- [77] schiedene Dauer der Schliessung des Säulenkreises (da das Uhrwerk bei so kurzen Zeiträumen etwas weniger verlässlich arbeitet), verschiedenes Anlegen der Keilbäusche, Austrocknen der Eiweisshäutchen

und Eindringen des Salzes in die Häutchen, u. d. m.: so gelangt man zu dem Schlusse, dass das theoretisch vorhergesehene Gesetz sich im Versuch hinreichend bewährt habe, um annehmen zu können, dass es nicht allzuweit von der Wahrheit abweiche. In diesem Schlusse wird man noch bestärkt durch die Wahrnehmung, zu der uns alsbald Gelegenheit werden wird, wie rasch und gesetzmässig die secundär-elektromotorischen Wirkungen sich verändern, sobald nicht bloss die absoluten, sondern auch die relativen Dimensionen des innerlich polarisirbaren Körpers sich verändern.

II. Maximum in Bezug auf L.

Demnächst versuchte ich nämlich jetzt, das durch die Rechnung verkündigte Maximum der secundär-elektromotorischen Wirkung in Bezug auf den Leitungswiderstand des innerlich polarisirbaren Körpers, sofern er durch die Dimensionen bestimmt wird, nachzuweisen, und zwar zuerst indem ich, bei beständigem Querschnitt, allein die Länge wachsen liess. Zu diesem Zweck brachte ich auf der einen schmalen Seite der in der vorigen Versuchsreihe mit V bezeichneten, 6″ = 156·9^{mm} langen, mit destillirtem Wasser getränkten weissbuchenen Stäbe, eine willkürliche Theilung an, deren Grade beiläufig sehr nahe = 2^{mm} waren. Der Stab wurde mit dem einen Ende eingeklemmt, so dass er wagerecht frei schwebte. An die eine seiner dabei senkrecht gestellten breiten Seitenflächen wurden die mit doppelten Eiweisshäutchen bekleideten Keilbäusche des Säulenkreises, an die andere, jenen genau gegenüber, die des Multiplicatorkreises gelegt, so dass also m hier = 1 war. Der ursprüngliche Strom wurde von nur fünf Grove'schen Elementen geliefert. Die Dauer der Durchströmung war auch hier nur $^1/_n$″. Ich gebe die Zahlen einer Versuchsreihe, in Mitteln aus zwei Beobachtungen mit verschiedener Richtung des ursprünglichen Stromes.

[78] In folgender Tabelle zeigt die erste Columne (L) die zwischen den beiden Paaren von Querbäuschen begriffenen Längen des feuchten Holzstabes in Graden jener willkürlichen Theilung an; die zweite und fünfte (No.) enthalten die Nummern der Versuche; die mit S und U bezeichneten haben dieselbe Bedeutung wie in der vorigen Tabelle. Beim Verfolgen der Versuchsnummern bemerkt man, dass ich zuerst L von 5 bis auf 80° wachsen und dann wieder bis auf 5° sinken liess. Dies hatte zum Zweck die Veränderungen der verschiedenen Theile der Vorrichtung, die während der mehrere Stunden langen Dauer des Versuches nicht wohl zu vermeiden waren, unschädlich zu machen. Man sieht, dass unserer Vorhersicht gemäss, ein Maximum der secundär-elektromotorischen Wirkung

L	No.	U	S	No.	U	S
5	1	75·5	3·7	26	53·7	3·0
10	2	54·5	17·5	25	39·0	7·0
15	3	39·2	26·2	24	35·0	22·0
20	4	34·2	34·0	23	31·7	30·5
25	5	25·5	30·5	22	27·5	31·7
30	6	23·7	30·0	21	24·0	30·2
35	7	23·2	32·5	20	22·7	31·5
40	8	19·7	29·2	19	19·2	26·5
45	9	16·7	26·0	18	20·0	30·0
50	10	16·0	25·5	17	15·5	24·2
60	11	12·0	22·0	16	15·2	26·2
70	12	9·7	19·0	15	11·5	20·0
80	13	9·4	17·0	14	9·2	16·5

in Bezug auf die Länge des innerlich polarisirbaren feuchten Leiters wirklich stattfindet. Dasselbe liegt zwischen den Längen 20° und 35°. Die Ausschläge schwanken hier so wenig, dass ihre Unterschiede innerhalb der Grenzen bleiben, zwischen denen sie sich auch auch ohne Veränderung der Länge zeigen würden, wenn die Keilbäusche [79] mehrmals entfernt und wieder hinangeschoben worden wären. Jenseit des Maximums nimmt die secundär-elektromotorische Wirkung weit langsamer ab, als sie diesseit desselben anstieg.

Aehnliche Versuche mit gleichem Erfolg, wenn auch nicht so wohl ausgesprochener Gesetzmässigkeit der Zahlen, habe ich auch noch mit dem oben S. 35 mit III bezeichneten Stäbepaar angestellt.

III. Maximum in Bezug auf q.

Nunmehr handelte es sich darum, das Dasein eines Maximums auch in Bezug auf q, bei beständig gehaltenem L, nachzuweisen. Dies hatte sehr viel grössere Schwierigkeiten. Erstens giebt es keine Art den Querschnitt des innerlich polarisirbaren feuchten Leiters mit solcher Leichtigkeit zu verändern, wie seine beim Versuch in Betracht kommende Länge, und zweitens wird der Vergrösserung des Querschnittes durch die Maasse der Bäusche sehr bald eine nicht zu überschreitende Grenze gesetzt, wenn nicht ganz andere Einrichtungen nöthig werden sollen.

Zuerst schnitt ich aus grossen Kartoffeln Prismen von ungefähr 40^{mm} Länge und möglichst grossem Querschnitt, klemmte sie, an ihren Grundflächen mit möglichst dünnen Thonschildern versehen, zwischen die Zuleitungsbäusche der Säule ein, und legte ihnen die mit doppelten Eiweisshäutchen bekleideten Keilbäusche des Multiplicatorkreises an. Es zeigte sich, dass bei 1″ langer Dauer des ursprünglichen Stromes dreissig Grove'sche Glieder nothwendig waren, um am Multiplicator für den Nervenstrom eine secundär-elektromotorische Wirkung von passender Stärke zu erzeugen. Ich spaltete nun das Prisma der Länge nach, beobachtete abermals die secundär-elektromotorische Wirkung, und so fort, bis ich das Prisma auf einen ganz dünnen Streifen des Kartoffelgewebes zurückgeführt hatte. Allein nur in seltenen Fällen gab sich, und auch nicht ganz überzeugend, anfangs eine Verstärkung, und erst später eine Schwächung der Wirkung in Folge der Verdünnung des Prisma's kund. Nur das zeigte sich allerdings, dass von einer gewissen Grenze an die Wirkungen mit weiter wachsender Dicke nicht mehr merklich zunehmen. Unter der Voraussetzung, dass ein Maximum wirklich vorhanden und die Formel (III) richtig sei, war es deutlich, dass dies Maximum [80] in diesen Versuchen nicht erreicht werden konnte, weil die Bäusche sowohl, als die Kartoffeln, vermöge ihrer absoluten Dimensionen, nicht die Anwendung eines Prisma's von solchem Querschnitt erlaubten, dass die in (III) ausgesprochene Bedingung erfüllt würde. Es konnte aber, von den im Zähler stehenden Factoren dieses Ausdrucks, σ naturgemäss nicht verkleinert werden. L konnte es deshalb nicht, weil dann die Gesetze der linearen Stromvertheilung auch nicht mehr annähernd anwendbar gewesen wären, und weil dadurch die secundär-elektromotorische Wirkung selber zu sehr geschwächt worden wäre. Aus demselben Grunde kann die Verkleinerung von m nicht viel helfen, die ich übrigens fruchtlos bis zu $m = {}^1/_2$ trieb.

Eben so unglücklich war ich mit aus Thon gekneteten Stäben von verschiedenem Querschnitt, und mit balkenförmigen Fliesspapierbäuschen, die mit destillirtem Wasser getränkt waren, und von denen ich Schicht um Schicht ablöste um ihren Querschnitt allmählich zu verkleinern. Indessen führte mich dieser letztere Versuch auf den Gedanken der Methode, mit deren Hülfe es mir zuletzt doch gelang, das Maximum der secundär-elektromotorischen Wirkung auch in Bezug auf den Querschnitt darzuthun.

Es war nämlich klar, dass es sich darum handelte, einen innerlich polarisirbaren Körper von geringerem eigenthümlichen Widerstande zu haben, als Kartoffelgewebe, Thon, Fliesspapier mit Wasser getränkt. Ein solcher ist das mit einer Salzlösung getränkte Holz, welches sich damit noch immer, obschon bei weitem nicht so stark wie mit Wasser, kräftiger

secundär-elektromotorischer Wirkungen fähig zeigt.[1] Die Anwendung des Holzes bot aber eine doppelte Schwierigkeit. Erstens die, es vollkommen gleichmässig mit der so schwer darin eindringenden Salzlösung zu tränken, zweitens die, dass man nicht weiss, wie man den Querschnitt nach Belieben veränderlich machen könne. Denn daran, ein feuchtes Holzprisma etwa zu spalten oder mit der Säge allmählich zu verkleinern, war aus vielerlei Gründen nicht zu denken.

[81] Ich half mir folgendermaassen. Aus Birkenfournier liess ich eine hinlängliche Anzahl Streife von 6″ Länge, $^1/_2$″ Breite und $^1/_{16}$″ Dicke schneiden. Einen Theil davon sott ich in gesättigter Kochsalzlösung, bis sie darin untersanken. Auf die in passenden Abstand gerückten Zuleitungsbäusche der Säule legte ich nun zuerst einen Streif mit seinen beiden Enden flach auf, gegen Verunreinigung mit dem Kupfersalz durch ein Thonschild geschützt. An die eine Kante des Streifes schob ich, in geringer Entfernung von dessen Enden, die Keilbäusche des Multiplicatorkreises, hier natürlich ohne Eiweisshäutchen, da ja der Streif gleichfalls mit Kochsalzlösung getränkt war. Nachdem die secundär-elektromotorische Wirkung unter diesen Umständen bestimmt war, legte ich auf den ersten Streif einen zweiten, auf diesen einen dritten, und so fort nach Bedürfniss, indem ich Sorge trug, dass die Kante der Streife stets in genaue Berührung mit den Schneiden der Keilbäusche kam. Die Säule musste, bei $^1/_n$″ dauerndem Durchgang des Stromes, dreissiggliederig genommen werden. Die secundäre Wirkung wurde wie bisher am Multiplicator für den Nervenstrom, die ursprüngliche an der Spiegelbussole beobachtet. In der folgenden Tabelle, deren Zahlen das Mittel aus vier Ablesungen bei verschiedener Richtung des ursprünglichen Stromes, und bei wachsender und abnehmender Anzahl der Streife sind, bedeuten die obersten Zahlen die Anzahl der angewandten Fournierstreife.

	1	2	3	4	5	6	8
U	27·7	33·1	42·0	44·1	44·5	45·0	46·5
S	5·0	6·7	4·0	4·1	2·8	?	?

Bei 6, vollends bei 8 Streifen fand nur noch eine ungewisse Spur secundär-elektromotorischer Wirkung statt.

Da, bei verschwindendem Querschnitt des innerlich polarisirbaren Körpers, die secundär-elektromotorische Wirkung nothwendig gleichfalls verschwinden muss, so ist durch diese Versuchsreihe nunmehr ein Maximum jener Wirkung auch in Bezug auf den Querschnitt erwiesen, wenn

[1] S. oben Abh. II. S. 18.

gleich die ihr entsprechenden Zahlen von 1 bis 2 Streifen nur unbedeutend wachsen.

[82] Besser spricht sich das Gesetz in folgender Versuchsreihe aus, welche mit ähnlichen Streifen angestellt wurde, die ich aber, statt in Kochsalzlösung, in schwefelsaurer Kupferoxydlösung gesotten hatte. Hier fielen die Thonschilder zwischen den Streifen und den Säulenbäuschen fort, hingegen ward es nöthig, die Keilbäusche mit mehreren Lagen Fliesspapier zu bekleiden, von denen die innersten mit Kochsalzlösung, die äussersten mit schwefelsaurer Kupferoxydlösung getränkt waren. Die secundär-elektromotorische Wirkung war so sehr viel grösser,[1] dass es genügte, fünf GROVE'sche Glieder $1/_n$″ lang einwirken zu lassen, dass aber ausserdem die Empfindlichkeit des Multiplicators für den Nervenstrom noch bedeutend gemässigt werden musste. Die Zahlen in der mit $1/_2$ bezeichneten senkrechten Spalte sind mit einem der Länge nach in zwei gleich breite Hälften zerschlitzten Fournierstreife gewonnen.

	$1/_2$	1	2	3	4	5	6	8	10
U	13·2	19·6	47·3	60·6	67·2	65·7	68·2	67·0	56·3
S	10·7	19·6	22·6	19·0	11·7	11·0	7·7	5·5	3·0

Das Dasein eines Maximums in Bezug auf den Querschnitt ist hienach nicht zu bezweifeln. Befremdend ist jedoch, dass mit der Kupferlösung das Maximum wie mit der Salzlösung bereits bei zwei Dicken erreicht wurde. Nach Formel (III) hätte man erwarten sollen, dass, wegen des grösseren σ und des kleineren *SM*, das dem Maximum entsprechende q mit der Kupferlösung grösser hätte sein müssen. Dagegen ist es aber doch eingetroffen, dass mit den mit Salzlösungen getränkten Holzstreifen das Maximum bei einem viel geringeren Querschnitt erreicht wurde, als mit den mit destillirtem Wasser getränkten Fliesspapierbäuschen, dem Thon und den aus Kartoffeln geschnittenen Prismen.

Diese Versuche beweisen somit hinlänglich streng Folgendes: Die Stärke der secundär-elektromotorischen Wirkung innerlich polarisirbarer Körper ist eine Function des Widerstandes dieser Körper, in sofern er durch die Dimensionen bestimmt wird. Diese Function besitzt ein Maximum, welches bei beständiger [83] Länge und wachsendem eigenthümlichen Widerstande der innerlich polarisirbaren Körper in Bezug auf q weiter hinausrückt. Bei weiter wachsendem Querschnitt verschwindet die secundär-elektromotorische Wirkung.

Diese Ergebnisse stimmen mit obiger Theorie überein, und sind

---

[1] S. oben Abh. II. S. 22. 25. 26.

zum Theil eigenthümlich genug, um es wahrscheinlich zu machen, dass diese Uebereinstimmung nicht auf einem blossen Zufall beruhe.

Weiter bin ich in dieser Richtung nicht fortgeschritten. Das Bisherige genügte für meine Zwecke, und diese Prüfungen stellten sich doch auch bei dieser lockeren Art der Behandlung als viel zu schwierig heraus, als dass es sich für mich der Mühe verlohnt hätte, damit weiter fortzufahren. Es däucht mir aber hier ein schönes Feld für weitere Bestrebungen in scharf messendem Sinne offen zu stehen.

IV.

Ueber gleichartige und nicht polarisirbare Elektroden.

(Gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 30. Juni 1859.)[1]

Jedem, der der Entwickelung der Elektrophysiologie während der letzten Jahrzehende gefolgt ist, sind die Schwierigkeiten bekannt, welche die sogenannte Polarisation der Elektroden den elektrophysiologischen Untersuchungen in den Weg legt: sei's dass es sich darum handele, elektrische Ströme von thierischen Theilen dergestalt in den Multiplicatorkreis abzuleiten, dass ihre Stärke bestimmt werden kann, sei's dass umgekehrt Ströme von beständiger und gemessener Stärke thierischen Theilen zugeführt werden sollen.

Um so grösseres Interesse musste daher im Jahr 1854 Hrn. Jules Regnauld's Angabe erwecken, dass es ihm gelungen sei, unpolarisirbare Elektroden dadurch herzustellen, dass er Platten aus reinem, mehrmals destillirtem Zink in reine, neutrale schwefelsaure Zinkoxydlösung von der Concentration tauchte, bei der sie das Maximum ihres Leitvermögens besitzt.[2] Die Unpolarisirbarkeit die- [444] ser Combination erklärte Hr. Regnauld aus dem Umstande, „dass, da die elektrolytischen Wir-

---

1 Monatsberichte u. s. w. 1859. S. 443. — Auch abgedruckt in Moleschott's Untersuchungen u. s. w. 1860. Bd. VII. S. 119.

2 Nach Hrn. E. Becquerel theilen salpetersaures Kupfer und schwefelsaures Zinkoxyd, und vermuthlich die sehr löslichen oder gar zerfliesslichen Salze überhaupt, die Eigenschaft der Schwefelsäure und einiger anderen Säuren, dass das Leitvermögen ihrer wässerigen Lösungen bezogen auf den Procentgehalt ein Maximum zeigt. Das Leitvermögen einer gesättigten schwefelsauren Zinklösung von 1·4410 Dichte bei 14·40° C. verhielt sich in Hrn. Becquerel's Versuchen zu dem derselben Lösung, wenn sie bis zum doppelten und vierfachen Volum verdünnt wurde : : 5·77 : 7·13 : 5·43. (Für Silber = 100 000 000. S. Annales de Chimie et de Physique etc. 1846. 3me Sér. t. XVII. p. 280 et suiv.; — p. 289). Hr. Becquerel und Hr. Regnauld sagen nicht, bei welchem Grade der Verdünnung das Maximum stattfinde. Hr. de la Rive aber, indem er Hrn. Becquerel's Beobachtungen anführt, giebt an, dass dies bei Verdoppelung des Volums der gesättigten Lösung der Fall sei (Traité d'Électricité etc. t. II. Paris 1856. p. 56).

„kungen darin die chemische Natur der Elektrodenplatten unverändert „lassen, die von fremdartigen Ablagerungen herrührenden entgegengesetzten „Spannungen sich nicht entwickeln können.“ Er fügte hinzu, dass die Zinkplatten, nachdem sie einige Zeit in der Lösung verweilt hatten, (ob zum Kreise geschlossen, oder nicht, wird nicht gesagt) im Allgemeinen gleichartig an seinem Multiplicator erschienen, der, wie man aus anderen Versuchen schliessen kann, eine hinreichende Empfindlichkeit für den Muskelstrom besass. Dennoch ward es, wie es scheint, manchmal nöthig, auf die Unschädlichmachung eines übrig bleibenden beständigen Unterschiedes der beiden Platten bedacht zu sein. Dies gelang Hrn. Regnauld, in seinen schätzbaren Versuchen über die absolute Stärke des Muskelstromarmes im Multiplicator unter verschiedenen Umständen, beiläufig den ersten messenden Versuchen in diesem Gebiete, mit Hülfe einer in entgegensetztem Sinne in den Kreis eingeführten thermoëlektrischen Kupfer-Wismuth-Kette, deren eine Löthstelle auf 0°, die andere auf der erforderlichen Temperatur erhalten wurde.[1]

Zwei Jahre darauf machte Hr. Matteucci ähnliche Angaben. Er empfahl als ganz unpolarisirbare Combination Platten aus destillirtem Zink, oder auch aus verquicktem gewalzten Zink in neutraler gesättigter schwefelsaurer Zinkoxydlösung. Man bringe, sagt er, an dem einen Ende der Multiplicatornadel eine Hemmung an, welche die Nadel verhindert, nach der einen Seite auszuschlagen, und sende durch den Multiplicator den Strom mehrerer nach Art einer Säule angeordneter Wadenmuskeln vom Frosch in der Richtung in der die Nadel gehemmt ist. Nach wenigen Augenblicken entferne man die Säule und schliesse den Kreis zwischen den Bäuschen (die Hr. Matteucci nämlich jetzt nach meinem Vorgange anwendet). Dabei bleibe die Nadel völlig unbewegt, zum Zeichen, dass keine Ladung stattgefunden habe.[2]

[445] Das Jahr darauf kam Hr. Matteucci auf diesen Gegenstand zurück, indem er diesmal nur verquickte Zinkplatten in gesättigter schwefelsaurer Zinkoxydlösung oder Chlorcalciumlösung als unpolarisirbare Combination empfahl. Dabei rühmte er namentlich die grosse beständige Ablenkung, die der Muskelstrom bei Ableitung mittels solcher Elektroden erzeuge. Mit Platinplatten in Kochsalzlösung als Elektroden bringt ein Gastroknemius oder halber Oberschenkel vom Frosch an dem Multiplicator von 24000 Windungen, den er sich nach dem Vorbilde des

---

[1] Comptes rendus etc. 15 Mai 1854. t. XXXVIII. p. 891; — l'Institut. vol. XXII. Nr. 1067. p. 206; — Cosmos. Revue encyclopédique etc. par M. l'Abbé Moigno. t. IV. p. 599.

[2] Comptes rendus etc. 28 Juillet 1856. t. XXIII. p. 234; — Ibid. 1 Décembre. p. 1054; — l'Institut. 1856. t. XXIV. Nr. 1178. p. 267.

meinigen hat bauen lassen, einen Ausschlag von 30—40° hervor, der binnen wenigen Secunden nur 2—1° beständiger Ablenkung hinterlässt. Mit verquicktem Zink in Zinklösung hingegen erhielt er, nachdem die Platten gleichartig geworden, einen Ausschlag von 90° und eine beständige Ablenkung von 70—80°, welche sehr langsam abnahm. Entfernte er den Muskel und brachte er, sobald die Nadel sich beruhigt hatte (in Ermangelung eines Schliessungsbausches), die Zuleitungsbäusche zur Berührung, so gab sich keine Spur von Ladung kund.[1]

Mir mussten diese Angaben sehr bedenklich erscheinen. Zwar ist von vorn herein nicht so unwahrscheinlich, dass Zink in Zinklösung sehr geringe Ladungsfähigkeit besitze. Allerdings nicht aus dem Grunde, aus welchem Hr. Regnauld die vollkommene Unpolarisirbarkeit dieser Combination ableiten zu können meint. Hrn. Regnauld's Betrachtung passt ebensogut auf jedes andere Metall in einer Lösung eines Salzes desselben Metalls, woraus sich letzteres gut galvanoplastisch niederschlägt, oder, wie man der Kürze halber sagen kann, auf alle galvanoplastischen Combinationen. In der That pflegt man auch an die Unpolarisirbarkeit solcher Combinationen ganz allgemein zu glauben,[2] und ich selber habe deshalb früher die Anwendung von Kupferelektroden in schwefelsaurer Kupferoxydlösung, von Silberelektroden in Cyansilberkaliumlösung zur Ableitung der [446] thierisch-elektrischen Ströme vorgeschlagen.[3] Allein Hr. Helmholtz fand, dass diese Combinationen noch immer ein Maass von Polarisation zulassen, welches keine sicheren Strombestimmungen erlaubt.[4] Möglicherweise könnte nun beim Zink dieser Rest von Polarisation besonders klein ausfallen wegen der geringen Condensationsfähigkeit für Gase, welche die Oberfläche der positiven Metalle besitzt. Demgemäss hatte ich selber schon bei verschiedenen Gelegenheiten, wo mir die Polarisation besonders lästig war, die jetzt von Hrn. Regnauld empfohlene Combination, Zink in schwefelsaurer Zinkoxydlösung, wirklich versucht, mit dem Unterschied allerdings, dass ich mich des im Handel vorkommenden Materials bediente. Ich verband die Zinkelektroden in Zinklösung erst mit einer Grove'schen Kette, dann durch eine Wippe plötzlich mit dem sogenannten Museums-Multiplicator, dessen Nadel 12″ schlug. Es geschah, im Sinne negativer Ladung, ein Ausschlag bis auf 20°, während bei Anwendung von Platin in Kochsalzlösung die Nadel

---

[1] Philosophical Transactions etc. For the Year 1857. P. I. p. 131. 132.

[2] Vergl. z. B. E. Becquerel, Annales de Chimie et de Physique. 3me Série. 1846. t. XVII. p. 271; — 1847. t. XX p. 68.

[3] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 243.

[4] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 149.

an die Hemmung geworfen wurde.[1] Ich konnte mich demnach nicht bewogen finden, für gewöhnlich meine zwar höchst polarisirbaren, aber auch höchster Gleichartigkeit fähigen Platinelektroden gegen weniger polarisirbare, aber in Bezug auf Gleichartigkeit durchaus unzuverlässige Zinkelektroden zu vertauschen.

Hr. Regnauld hatte sich freilich chemisch reinen Materials bedient, zum Beweise der Unpolarisirbarkeit der von ihm empfohlenen Combination aber keinen Versuch mitgetheilt. Was Hrn. Matteucci's Angaben betrifft, so war es einmal a priori wohl sehr wenig wahrscheinlich, dass verquicktes Zink in Zinklösung unpolarisirbar sei, da man nicht begreift, wie die an der Oberfläche liegenden Quecksilbertheilchen nicht mit dem daran ausgeschiedenen Wasserstoff elektromotorisch wirken sollten. Wie sodann Zink in Chlorcalciumlösung eine unpolarisirbare Combination abgeben könne, ist gar nicht zu verstehen. [447] Hrn. Matteucci's Versuche endlich sind bei weitem nicht strenge genug, um darauf eine Behauptung von so grosser praktischer Wichtigkeit für den Fortschritt der Wissenschaft zu gründen, wie die des Daseins einer wirklich unpolarisirbaren Combination. Erstens besass sein Multiplicator, obschon von 24000 Windungen, nur sehr mässige Empfindlichkeit. Bei uns führt ein mit Längs- und Querschnitt aufgelegter Ischiadnerv vom Frosch die Nadel eines solchen Multiplicators an die Hemmung, und hält sie beständig auf 40—50°. Einen Ausschlag, wie Hr. Matteucci ihn an seinem Multiplicator von 24000 Windungen bei Ableitung des Muskelstromes mit Zinkelektroden in Zinklösung erhält, bekomme ich an meinem alten Multiplicator für den Muskelstrom von nur 4650 Windungen mit Platinelektroden in Kochsalzlösung.[2] Dann aber ist an seiner Versuchsweise auszusetzen, dass während der Zeit, die nothwendig ist, um die Nadel auf Null zu bringen und den thierischen Erreger durch einen unwirksamen feuchten Leiter zu ersetzen, die während der Dauer des Stromes vorhandene Polarisation bereits unmerklich geworden sein kann. Bei dem, übrigens von Hrn. Faraday herrührenden Kunstgriff,[3] die Nadel einseitig zu hemmen, wird zwar dieser Zeitverlust vermieden. Dafür tritt jedoch der Verdacht ein, dass die Nadel an der Hemmung geklebt, oder dass sich, in Folge des Abhebens der Glocke beim Anbringen der Hemmung, die

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 409.

[2] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1843. Bd. LVIII. S. 2; — Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 464 ff.; — Bd. II. 1. Abth. S. 492.

[3] Experimental Researches in Electricity. Reprinted from the Philosophical Transactions. vol. I. Second Edition. London 1849. Series IX. Dec. 1834. p. 332. 333. No. 1087. p. 338. No. 1103. „Blocking the needle"; — Poggendorff's Annalen u. s. w. 1835. Bd. XXXV. S. 428. 436.

Gleichgewichtslage der Nadel während des Versuches im Sinne des ursprünglichen Stromes verrückt habe, oder endlich dass die Hemmung zu weit im Sinne der Ladung verschoben worden sei.

Wie dem auch sei, ich durfte natürlich nicht anstehen, die Angaben der Hrn. Regnauld und Matteucci einer Prüfung von solcher Schärfe zu unterwerfen, wie die Bedeutung des Gegenstandes sie erheischt. Ich theile in dem Folgenden das, wie ich [448] glaube, nicht unwichtige, jedenfalls überraschende Ergebniss meiner Untersuchung mit. Ich bemerke übrigens hinsichtlich der Art, wie sie geführt ist, dass ich dabei weniger vom Standpunkt des Physikers ausging, der die Polarisation um ihrer selber willen erforscht, als von dem des Elektrophysiologen, dem es zunächst nur darauf ankommt, sich für seine besonderen Zwecke gewisse Kenntnisse und Hülfsmittel zu verschaffen. Daher man manche Frage, die sich hier darbot, unerledigt, ja unberührt finden wird.

Ich begann damit, einige Vorversuche mit käuflichem Zinkdraht in käuflicher Zinklösung[1] anzustellen. Die Drähte hatten $0 \cdot 5^{\mathrm{mm}}$ Durchmesser, und wurden, damit sie ja gleichartig sein sollten, so geschnitten, dass die beiden zum Eintauchen bestimmten Enden im Draht aneinanderstiessen. Sie wurden geputzt, indem ich sie an dem zum Einklemmen bestimmten Ende mit einer Zange fasste, und sie durch feines Sandpapier hindurchzog, bis sie überall eine gleichmässig blanke Oberfläche zeigten. Dies liess sich am leichtesten erkennen, indem ich das freie Ende in Schwingungen versetzte. Sodann zog ich die Drähte so oft durch die Falten eines reinen Leintuches, bis sie keinen schwarzen Strich mehr hinterliessen. In diesem Zustand eingetaucht, verhielten sie sich am Muskel-Multiplicator meist leidlich gleichartig. Am Nerven-Multiplicator hingegen war kaum etwas damit anzufangen. Es gehörte eine übermenschliche Geduld dazu, um abzuwarten, dass die hier noch stets beträchtlicher Wirkungen fähigen und dabei im höchsten Grade wandelbaren Ungleichartigkeiten der Drähte einmal in einer glücklichen Stunde eine Beobachtung erlaubten. Die Nadel wurde dadurch bald auf dieser, bald auf jener Seite des Nullpunktes oft auf 20—25° beständiger Ablenkung gehalten, oder sie wanderte langsamer oder schneller über den Nullpunkt fort zwischen diesen Grenzen hin und her, so dass an Compensiren dieser der Grösse und Richtung nach völlig unbeständigen Wirkungen durch eine in den Kreis eingeführte elektromotorische Kraft auch nicht füglich zu denken [449] war. Die geringste Erschütterung

[1] Mit Zinklösung ist vor der Hand stets gesättigte schwefelsaure Zinkoxydlösung gemeint. Die käufliche Lösung ist die des Zincum sulphuricum Pharm. Bor. (nicht des venale).

eines der beiden Drähte, auch wenn dabei die Benetzung neuer Punkte der Oberfläche vermieden wurde, machte den erschütterten Draht negativ gegen den anderen, wie mir schon von früherher bekannt war.[1] Ueberhaupt aber schien es, als ob hier das Geschlossenhalten der eingetauchten Drähte zum Kreise, wodurch ursprünglich ungleichartige Platindrähte bald nahe oder ganz gleichartig werden, nicht nur wenig nutzte, was sich aus der vergleichsweise geringen Ladungsfähigkeit erklärt, sondern sogar schädlich wirkte. Streifen von Zinkblech statt der Drähte angewandt erwiesen sich vollends als unbrauchbar.

Was die Ladungsfähigkeit anlangt, so gelangen mir mit diesen Elektroden zwar sehr leicht ähnliche Proben wie die, durch welche Hr. Matteucci die Unpolarisirbarkeit des destillirten oder verquickten Zinks in Zinklösung bewiesen zu haben glaubt. Liess ich z. B. den Muskel 5′ lang die mit Zinklösung getränkten, mit Eiweisshäutchen bekleideten Bäusche mit Längs- und Querschnitt berühren, hob ihn dann ab, brachte die Nadel mittels des Beruhigungsstäbchens auf Null, was kaum länger dauert, als eine halbe Schwingung, und legte den Schliessungsbausch auf, so gab sich keine Spur von Ladung zu erkennen. Man würde sich also für gewöhnlich, wenn es sich bloss darum handelte die Ladung nicht zu sehen, zu Versuchen am Muskel-Multiplicator der käuflichen Zinkdrähte in käuflicher Zinklösung bedienen können. Dass aber dennoch diese Combination nicht unpolarisirbar sei, zeigte sich sofort, als ich die Zinkdrähte ein paar Secunden lang mit einer Grove'schen Kette, dann durch Umlegen einer Wippe schnell mit dem Muskel-Multiplicator verband. Jetzt erfolgte, wie es nach jenen älteren, oben S. 44. 45 angeführten Versuchen nicht anders zu erwarten war, ein heftiger Ausschlag im Sinne negativer Ladung. Und es ward mir nicht schwer, denselben Erfolg auch mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes wahrnehmbar zu machen, indem ich der Wippe solche Einrichtung gab, dass Schliessung des Multiplicatorkreises möglichst rasch auf Oeffnung des Kettenkreises folgte. Die Ströme erzeugte ich theils [450] mit Hülfe einer Säure-Alkali-Kette, da ich damals noch nicht auf Anwendung der Nebenschliessung zur Erzeugung passend abgestufter Ströme bei thierisch-elektrischen Versuchen verfallen war; theils diente mir dazu der Muskelstrom selber. Ich brachte nämlich zwischen den Zinkdrähten, als Nebenschliessung zum Multiplicator, noch eine metallische Leitung an, deren Widerstand gegen den des Multiplicators verschwand, so dass die Nadel

---

[1] Vergl. Monatsberichte u. s. w. 1854. S. 297; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. 1858. Bd. IV. S. 11; — Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 328.

auf Null blieb. Unmittelbar nachdem ich den Muskel entfernt hatte, öffnete eine eigenthümlich gebaute Wippe diese Nebenschliessung und drückte unmittelbar darauf den Schliessungsbausch auf die Zuleitungsbäusche. Unter diesen Umständen erhielt ich am Nerven-Multiplicator eine zwar sehr kleine, aber deutliche Spur von Ladung. Man bemerkt leicht, dass die zum Multiplicator angebrachte Nebenschliessung mir hier denselben Dienst leistete, wie Hrn. Matteucci die einseitige Hemmung der Multiplicatornadel, ohne zu denselben Bedenken Anlass zu geben.

Wurden noch schwächere Ströme angewandt, so gelang es auch mit Hülfe dieser Vorkehrungen nicht, deutliche Spuren negativer Polarisation wahrzunehmen. Hingegen gab sich, bei lange dauernder Schliessung solcher Ströme, die sonderbare Erscheinung einer positiven Polarisation kund, welche schon früher von Hrn. Beetz und Hrn. Martens an Eisen in verdünnter Schwefelsäure und von mir selber an verquicktem Zink in Brunnenwasser beobachtet wurde.[1] So beständig war hier diese Erscheinung, dass ich zur Vorstellung geführt wurde, die Polarisation des Zinks in Zinklösung sei bei schwachen Strömen positiv, über eine gewisse Stromstärke hinaus negativ. Die positive Polarisation bei schwachen Strömen würde erklären, warum bei dieser Combination das Geschlossenhalten der Elektroden zum Kreise, statt die Gleichartigkeit zu befördern, sie vielmehr gefährde. Der ursprünglich vorhandene Strom würde sich selber allmählich durch positive Polarisation verstärken, statt sich durch negative Polarisation zu schwächen.

Dadurch dass ich unter denselben Umständen, wo Hrn. Matteucci reines und verquicktes Zink in Zinklösung keine Ladung [451] gaben, auch mit unreinem keine erhielt, während ich unter besseren Bedingungen mit diesem letzteren allerdings Ladung beobachtete, musste mir die angebliche Unpolarisirbarkeit des reinen und des verquickten Zinkes natürlich doppelt verdächtig werden. Ich beharrte indess, der Wichtigkeit der Sache halber, in meinem Entschluss, ihr auf den Grund zu gehen; und glücklicherweise bot sich mir die Gelegenheit, dies auf einem viel vollkommneren Wege, als dem bisher betretenen, zu versuchen.

Durch die Güte meines Freundes Werner Siemens stand mir nämlich die von diesem in Poggendorff's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 70 ff. beschriebene und Taf. I. Fig. 1—3 ebendaselbst abgebildete[2]

---

1 Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 236. 610. — Vergl. oben Abh. I. S. 6.

2 [Sie findet sich auch dargestellt in Wiedemann's Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus. 2. Aufl. Braunschweig 1872. Bd. I. S. 653. — Eine noch viel zweckmässigere selbstthätige Wippe, die von den Hrn. Siemens und Halske seitdem gebaut wurde, und von der ich ihrer Freundschaft ein Exemplar verdanke, ist meines Wissens noch unbeschrieben.]

automatische Wippe zu Gebot, welche für Erforschung solcher Ladungserscheinungen, die nach einer kurze Zeit dauernden Durchströmung hinterbleiben, sehr geeignet ist, da sie Wirkungen wahrzunehmen gestattet, welche ihrer Kleinheit halber bei einmaliger Einwirkung auf die Nadel völlig spurlos vorübergehen. Ich muss diese Wippe hier als bekannt voraussetzen. Der Plan, nach dem ich verfuhr, war folgender. Der Schieber der Wippe sollte, indem er sich an die eine der Anschlagschrauben m' und n' (s. die angeführte Figur) anlegte, den ursprünglichen Strom durch die auf ihre Ladungsfähigkeit zu prüfenden Elektroden hindurchlassen. Indem er sich an die andere der beiden Schrauben anlegte, sollte er der Ladung Gelegenheit zur Abgleichung im secundären Strome geben. Beide Kreise, der primäre und der secundäre, sollten gleichen Widerstand haben, und vergleichbare Bussolen enthalten. Es sollten die beständigen Ablenkungen bestimmt werden, in denen die beiden Bussolnadeln gehalten würden durch die sich in gleichen, sehr kurzen Zwischenräumen wiederholenden gleichen, sehr kurzen Stösse beziehlich des secundären und des primären Stromes. Das Verhältniss beider (auf eine und dieselbe Einheit zurückgeführten) Ablenkungen $S:P=\alpha$ kann man als den Polarisationscoëfficienten der betreffenden Combination für die durch den Mechanismus der Siemens'schen Wippe bedingten Zeitverhältnisse bezeichnen, und aus der Vergleichung der Polarisationscoëfficienten [452] verschiedener Combinationen einen Schluss auf deren vergleichsweise Ladungsfähigkeit ziehen.

Bei der Ausführung dieses Planes handelt es sich natürlich zunächst darum, die Anwendung der beiden vergleichbaren Bussolen zu umgehen. Das Mittel dazu bestand darin, nur eine Bussole zu beobachten, diese aber abwechselnd in den secundären und primären Kreis einzuschalten.

Als Bussole wendete ich die von Hrn. Wiedemann mit Hrn. W. Weber's Stahlspiegel und dämpfender Kupferhülse versehene Lamont'sche Bussole[1] mit verschiebbaren Gewinden an, wie sie Hr. Sauerwald hierselbst in gewohnter Vollkommenheit anfertigt. Die Entfernung der Scale vom Spiegel betrug 2285 ^{mm}. Das Rollenpaar, dessen ich mich bediente, hat 12000 Windungen eines ganz feinen Kupferdrahtes, und die Bussole zeigt damit, wenn beide Rollen über der Kupferhülse zusammengeschoben sind, ohne dass dem Spiegel etwas von seiner Richtkraft genommen wird, eine Empfindlichkeit, welche sich der des Nerven-Multiplicators nähert, indem dieser, zwei seiner Grade auf einen Scalentheil gerechnet, innerhalb der ersten 55^0 allerdings die grössere relative, und innerhalb

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1853. Bd. LXXXVIII. S. 230; — Bd. LXXXIX. S. 504. Anmerk.

der ersten 65° die grössere absolute Empfindlichkeit besitzt, darüber hinaus jedoch der Bussole mehr und mehr nachsteht. Leider schwang der Spiegel etwas zu schnell, so dass er die kleinen Unvollkommenheiten im Gange der Wippe nicht hinlänglich durch seine Trägheit ausglich, sondern bei starken Strömen in fortwährenden kleinen Schwankungen blieb, aus deren Beobachtung auf die wahrscheinliche Gleichgewichtslage des Spiegels geschlossen werden musste.

Da die Bussole einen sehr bedeutenden Widerstand darbietet, so leuchtet ein, dass es nicht genügte, sie einfach abwechselnd in beide Kreise einzuschalten. In dem Fall, dass die Bussole sich im primären Kreise befand, wäre der primäre Strom geschwächt, hingegen die Entladung der Elektroden begünstigt gewesen; im anderen Falle wäre der primäre Strom stärker gewesen, und der Polarisationsstrom hätte einen sehr [453] grossen Widerstand zu überwinden gehabt. Um diesem Uebelstande vorzubeugen, mass ich an einem Siemens-Halske'schen Rheostat, wie er sich in dem oben angeführten Aufsatz des Hrn. Siemens S. 75 beschrieben, Taf. I. Fig. 4. abgebildet findet, mittels des Wheatstone'schen Stromnetzes einen Widerstand gleich dem der Bussole ab, und traf solche Anordnung, dass jedesmal, wenn sich die Bussole in dem einen Kreise befand, dieser Widerstand, nämlich 80 Meilen Telegraphendraht, in den anderen Kreis eingeschaltet war.

[454] Fig. 2 ist bestimmt, eine Uebersicht der Einrichtung des Versuches zu geben. Um sich darin zurechtzufinden, sehe man zuerst von den punktirten einfachen Linien ab. Dieselben kommen erst später in Betracht.

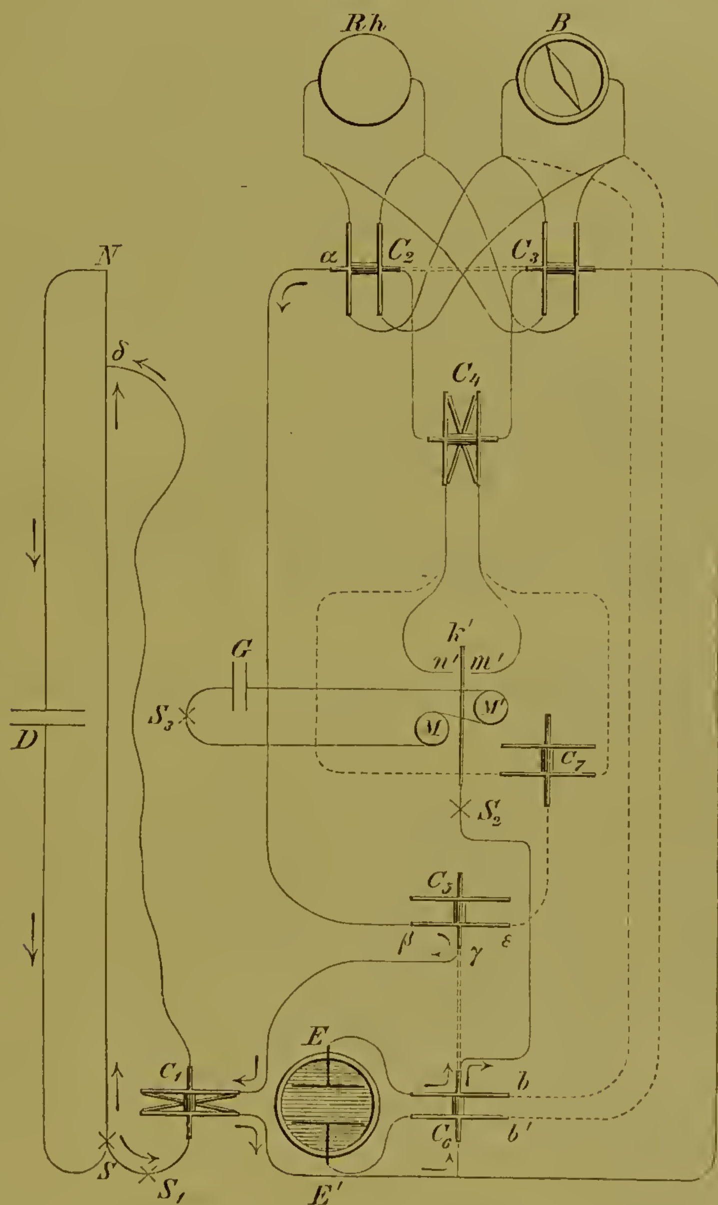
E, E' sind die auf ihre Ladungsfähigkeit zu prüfenden Elektroden. k' ist der Schieber der Siemens'schen Wippe, der während der Ruhe der Wippe durch die Feder wider den leitenden Anschlag m' gedrückt wird, während des Ganges, unter dem abwechselnden Einfluss der Feder und des Elektromagnetes, bald m', bald den gegenüberliegenden, ebenfalls leitenden, Anschlag n' trifft,[1] und beziehlich an jedem so lange liegen bleibt, bis der Hebel seinen Hub in der anderen Richtung nahe vollendet hat.

B ist die Bussole, Rh der an Widerstand ihr gleiche Rheostat. D ist eine Daniell'sche oder Grove'sche Kette grösserer Art, für deren Beständigkeit stets die äusserste Sorgfalt getragen wurde. Von dieser Kette wurde durch Nebenschliessung der ursprüngliche Strom in folgender Art abgeleitet. NS ist ein gleich einer Claviersaite auf einem Brett

[1] Die Bezeichnungen k', m' und n' sind der leichteren Vergleichung halber aus Hrn. Siemens' Beschreibung seiner Wippe beibehalten. S. a. a. O.

ausgespannter Messingdraht von 1·75 mm Durchmesser und beiläufig 1·6 m Länge. Dieser Draht heisst der Nebenschliessdraht. Das Ende *S* des Nebenschliessdrahtes steht durch einen Schlüssel *S* in Verbindung mit der Kette sowohl als mit den Elektroden. Hier also spaltet sich, bei geschlossenem Schlüssel *S*, wie man in der Figur sieht, der Strom, und geht zum Theil durch den Nebenschliessdraht, zum Theil durch die

Fig. 2.



Elektroden weiter. Auf dem Wege zu den Elektroden trifft er auf einen Pohl'schen Stromwender C_1, der dem Stromzweig zwischen den Elektroden die passende Richtung in Bezug auf eine schon bestehende Ungleichartigkeit giebt, also z. B., wenn negative Polarisation erwartet wird, die Richtung jener Ungleichartigkeit. In der Figur ist solche Lage der

Wippe des Stromwenders angenommen, dass der Stromzweig geradesweges weiter zur Elektrode E' geht. Auch ist hier noch ein Schlüssel S_1 eingeschaltet, der jenen Stromzweig nach Belieben herstellt oder unterbricht. [455] Aus den Elektroden kehrt der Stromzweig, nachdem er andere Theile der Vorrichtung durchlaufen hat, durch die Leitung $\alpha\beta\gamma\delta$ zurück, um sich bei δ wieder mit dem Hauptstrome zu vereinigen. Das Ende δ des Drahtes $C_1\ \delta$ ist beweglich am Nebenschliessdrahte, so dass man zwischen S und δ ein beliebiges Stück des Nebenschliessdrahtes aufnehmen kann. Die Folge davon ist begreiflich, dass der Stromzweig zwischen den Elektroden verschiedene Stärke erlangt. Der Nebenschliessdraht ist so gewählt, dass man mittels der Verschiebung von δ leicht Ströme von der Ordnung des Muskelstromes erzeugen kann. Beim Oeffnen des Schlüssels S aber fällt die Nebenschliessung ganz fort, und der Strom der Kette D gelangt ungeschwächt zum Elektrodenpaar. Selbst in diesem Fall aber, kann man annehmen, bleiben die Widerstände des primären und des secundären Kreises einander hinlänglich gleich, da der Widerstand der Kette D gegen den der Bussole oder des Rheostates, und der Ladungszelle, nicht in Betracht kommt.

C_2 und C_3 sind zwei Pohl'sche Stromwender ohne Kreuz, und, wie die ihre Wippen verbindende punktirte Doppellinie anzeigen soll, mit gekuppelten Wippen. Diese Anordnung ist derselben Dienste fähig, welche die neulich von Hrn. Wild beschriebene Wippe leistet.[1] Die Doppelwippe $C_2\ C_3$ war es, die, wie man leicht versteht, wenn sie nach unten in der Figur umgelegt war, den ursprünglichen Strom durch die Bussole und den secundären durch den Rheostat liess, wenn nach oben, die umgekehrten Verbindungen herstellte. Der Stromwender mit Kreuz C_4 bewirkt, dass man abwechselnd die Contactstelle m' in den Kreis des ursprünglichen, die n' in den des secundären Stromes aufnehmen könne, und umgekehrt. S_2 ist ein Schlüssel, welcher in den dem primären und dem secundären Kreise gemeinsamen Theil der Leitung eingeschaltet, in jedem Augenblick die Nichtveränderung des Nullpunktes zu controliren erlaubt. Endlich MM' stellt den Elektromagnet der [456] Siemens'schen Wippe, G die zugehörige Gangkette, bestehend aus zwei Grove'schen Elementen grösserer Art, S_3 den Schlüssel vor, der die Wippe in Gang und in Ruhe setzt.

Sendet man einen beständigen Strom durch die eine oder andere

---

1 Die Neumann'sche Methode zur Bestimmung der Polarisation und des Uebergangswiderstandes, nebst einer Modification derselben. Vierteljahrsschrift der naturforschenden Gesellschaft in Zürich. 2. Jahrgang. 1857. S. 213. — Vergl. unten Abh. X. §. II. Die Doppelwippe.

der beiden Contactstellen m' und n' der im Gange begriffenen SIEMENS'schen Wippe, so bleibt ein gewisser Bruchtheil der Stromstärke übrig, den man als Coëfficienten der bezüglichen Contactstelle bezeichnen kann. Die Wippe arbeitet um so vollkommener, je gleicher und je grösser zugleich die beiden Coëfficienten sind. Im besten Zustande der Wippe unterscheiden sich beide Coëfficienten um keinen in Betracht kommenden Bruchtheil ihrer Grösse von einander, und zwar erreichen sie dabei den Werth von $\frac{1}{2 \cdot 6}$. Es stellt sich aber die Nothwendigkeit heraus, die Coëfficienten mit Leichtigkeit öfter revidiren zu können, und kleine Veränderungen ihres Werthes, die sich aus unbekannten Gründen dann und wann einfinden, durch etwas veränderte Spannung der Federn (vergl. die Beschreibung der Wippe a. a. O.) zu berichtigen. Zu dieser Revision diente die in der Figur durch die punktirten einfachen Linien angedeutete Anordnung. C_5, C_6, C_7 sind Stromwender ohne Kreuz. Die Wippen von C_5 und C_6 sind gekuppelt. Wird die Doppelwippe C_5 C_6 von E', E, β nach b', b, ε umgelegt, und die Wippe des Stromwenders C_4 ausgehoben, so geht der von dem Nebenschliessdraht abgeleitete Stromzweig statt durch die Elektroden E, E' durch die Bussole, und, je nach der Lage der Wippe C_7, durch die eine oder die andere Contactstelle. War die SIEMENS'sche Wippe gut im Stande, so durfte der Spiegel das schnelle Umlegen der Wippe C_7 nur durch ein Zucken nach der Ruhelage hin beantworten.

Ausserdem wurden, zu grösserer Sicherheit, die Versuche stets so angestellt, dass jede Contactstelle einmal in den primären und einmal in den secundären Kreis eingeschaltet wurde. Dies gab zwei Paar Ablesungen, $P_{m'}$, $S_{n'}$ und $P_{n'}$, $S_{m'}$. Da aber auch noch die Richtung des primären Stromes durch das Elektrodenpaar umgekehrt wurde, so setzte sich schliesslich jede Bestimmung des Polarisationscoëfficienten in dem oben S. 49 gegebenen Sinne aus acht Ablesungen zusammen, welche den [457] acht möglichen Combinationen der beiden Lagen der Doppelwippe C_2 C_3, der Wippe C_4, und der C_1 entsprachen.

Sollte die Polarisation nach längerer Dauer des ursprünglichen Stromes beobachtet werden, so brachte ich mittels des Schlüssels S_3 die SIEMENS'sche Wippe in Ruhe, und legte die Doppelwippe C_2 C_3 nach oben, die Wippe C_4 aber nach unten in der Figur um, wodurch die Bussole und die Contactstelle m', gegen welche die Feder den Schieber drückt, in den secundären Kreis geriethen. Dann fixirte ich durch einen Keil den Hebel der SIEMENS'schen Wippe in der Lage, die ihm der Elektromagnet zu ertheilen strebt, und hielt so, bei geöffnetem secundären Kreise, den primären Kreis dauernd geschlossen. Wurde im gegebenen

Augenblick der Keil fortgezogen, so fiel der Hebel, der Feder gehorchend, vom Magnet ab, gleich als wäre dieser durch Oeffnen seiner Gangkette entmagnetet worden, nur, da kein magnetischer Rückstand den Fall verzögerte, noch geschwinder, und führte zuletzt mit grosser und stets gleicher Geschwindigkeit den Schieber in die Lage über, wo er den secundären Kreis schloss. Diese Beobachtungsweise der Ladung soll zum Unterschiede von der erstbeschriebenen, zu der die Siemens'sche Wippe eigentlich allein bestimmt ist, die zweite heissen. Als dritte endlich gelte die selten angewandte Versuchsweise, wobei die Ladung im primären Kreise selber nach Aufhören des ursprünglichen Stromes beobachtet wurde. Hiezu genügte es, bei ruhender Wippe und bei Gegenwart der Bussole im primären Kreise, im gegebenen Augenblick einen in dem Hauptkreis *DNS* der Kette selber angebrachten Schlüssel zu öffnen.

Bemerkt zu werden verdient noch, dass ich es zur Erleichterung des Vergleiches der primären und secundären Wirkung bequem gefunden hatte, die Leitungen, wie es sich aus der Figur ergiebt, so anzuordnen, dass negative Ladung im secundären Kreise den Spiegel in derselben Richtung ablenkte, wie der ursprüngliche Strom.

Ich begann damit zuzusehen, wie sich die Ladung einiger in Ansehung ihrer Polarisirbarkeit bereits besser gekannten Combinationen an meiner Vorrichtung gestalten würde. Wo es nicht ausdrücklich anders bemerkt ist, hatten die auf ihre [458] Ladungsfähigkeit zu prüfenden Elektroden die Form von Drähten von $0 \cdot 5^{\text{mm}}$ Durchmesser und tauchten bei 1^{cm} Abstand von einander 2^{cm} tief in die Flüssigkeit.

1) Platin in verdünnter Schwefelsäure ($SO_4 H : HO :: 1 : 5$ dem Volum nach). Die elektromagnetischen Wirkungen des primären und des secundären Stromes ergaben sich als völlig gleich, so dass rasches Umlegen der Doppelwippe C_2 C_3, oder Vertauschen beider Wirkungen mit einander an der Bussole, sich im Fernrohr nur durch ein Zucken des Spiegels nach der Ruhelage hin bemerklich machte. α (s. oben S. 49) war also hier $= 1$. In Uebereinstimmung damit sah man, bei der dritten Beobachtungsweise, den primären Strom beim Schliessen des Schlüssels S_2 augenblicklich bis auf einen sehr kleinen Bruchtheil verschwinden, und beim Oeffnen des im Hauptkreise befindlichen Schlüssels, auch nach kürzester Frist, einen negativen Ausschlag von sehr nahe gleicher Grösse mit dem primären erfolgen. Die Gleichheit der primären und secundären Wirkung hörte übrigens, wie sich nach den bekannten Gesetzen der Polarisation erwarten liess, auf, wenn die Stärke des primären Stromes eine gewisse Grenze überschritt. Schon bei Anwendung eines einzigen, nicht durch Nebenschliessung geschwächten Daniells fing die primäre Wirkung zu überwiegen an; bei fünf Daniell'schen Gliedern

war α nur noch etwa $= {}^1/_2$, wozu noch kommt, dass jetzt der secundäre Kreis dem primären an Widerstand bedeutend nachstehen musste.

Platinplatten, die sich in 1 cm Abstand 2 Quadratcentimeter benetzter Oberfläche zukehrten, zeigten ganz dieselben Erscheinungen.

2) Platin in gesättigter Kochsalzlösung. Drähte und Platten. Ganz dieselben Erscheinungen.

3) Platin in rauchender Salpetersäure. Diese Combination gilt allgemein für unpolarisirbar, und ich selber habe früher einen Versuch beschrieben, der dies zu beweisen scheint. Die durch den Strom einer GROVE'schen Kette, in deren Kreis Platinelektroden in rauchender Salpetersäure eingeschaltet waren, in beständiger Ablenkung gehaltene Nadel zeigte keinen merklichen positiven Ausschlag, als der Strom im Elektrodenpaare mittels einer Wippe so rasch wie möglich um- [459] gekehrt wurde;[1] eine Beobachtungsweise der Ladungen, die wir im Gefolge der bereits früher aufgezählten hier beiläufig noch als die vierte bezeichnen können. Hr. PFLÜGER hat neuerlich, bei Wiederholung dieses Versuches, unter denselben Umständen nur 1° Ausschlag beobachtet, wo Kupferelektroden in schwefelsaurer Kupferoxydlösung 20° Ausschlag gaben.[2] Indessen ist nicht zu übersehen erstens, dass bei dieser Versuchsweise die Empfindlichkeit der Nadel nothwendig vermindert ist, selbst wenn man sich, wie Hr. PFLÜGER that, in den empfindlichen Breiten der Theilung hält; zweitens, dass, in meinem Falle bestimmt, in Hrn. PFLÜGER's Falle höchst wahrscheinlich, Elektroden von grösserer Oberfläche angewendet wurden. Mit Drähten als Elektroden zeigt die SIEMENS'sche Wippe, dass diese Combination noch einen gewissen und zwar gar nicht so geringen Grad von Ladungsfähigkeit besitzt. Ich bemerke, dass die Säure tief braunroth gefärbt war, stark rauchte, und bei 26·9° C. 1·49 Dichte besass. Dennoch war mit Strömen von der Stärke des Muskelstromes $\alpha = \frac{1}{33}$, mit ungeschwächtem Daniell $= \frac{1}{37}$. Auch als ganz einfach die oben S. 54 als zweite bezeichnete Versuchsweise mit einem solchen Daniell und 2′ Durchströmung in's Werk gesetzt wurde, erfolgte ein Ausschlag von 40 Scalentheilen. Da in dieser Combination der Wasserstoff an der negativen Elektrode auf Kosten der Salpetersäure oxydirt wird, so hat man sich vermuthlich zu denken, dass diese Polarisation von der elektromotorischen Wechselwirkung des Platins und des Sauerstoffs an der positiven Elektrode herrührt, welche das

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 379.

[2] Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 449. 450.

Platin noch negativer mache, als es schon durch Berührung mit den hohen Oxydationsstufen des Stickstoffs wird.

4) Silber in gesättigter salpetersaurer Silberoxydlösung. Auch diese für unpolarisirbar geltende Combination liess an der SIEMENS'schen Wippe unter Umständen bedeutende Ladungen hervortreten, bot aber noch ausserdem eine sehr merkwürdige Erscheinung dar. Ich fand nämlich mit [460] Strömen von der Ordnung des Muskelstromes $\alpha = \frac{1}{1\cdot 7}; \frac{1}{1\cdot 6}$; ein Maass der Ladungsfähigkeit etwa so als ob gar keine Vorkehrung zur Beseitigung der Ladung wäre getroffen worden. Hingegen mit ungeschwächtem Daniell ward α nur $= \frac{1}{125}; \frac{1}{138}$ gefunden. Dies rührte nicht allein davon her, dass die Stärke des Polarisationsstromes überhaupt langsamer wächst als die ursprüngliche Stromstärke. Sondern indem ich bei arbeitender Wippe die secundäre Wirkung dauernd beobachtete, während ich die Länge der Nebenschliessung zwischen S und δ stetig wachsen liess, zeigte sich's, dass die absolute Grösse der secundären Wirkung in Bezug auf die primäre Stromstärke ein Maximum habe. Ich ziehe vor, mich jeder Aeusserung über die muthmaassliche Ursache dieser Erscheinung zu enthalten, erlaube mir aber, sie der Aufmerksamkeit derjenigen zu empfehlen, welche die Elektrolyse zum Gegenstand ihrer Untersuchungen machen.

5) Kupferdrähte in verdünnter Schwefelsäure von der unter (1) angegebenen Concentration waren zu ungleichartig, um einigermaassen genauere Beobachtungen zu gestatten. Als sie nur mit den Spitzen eintauchten, gelangen einige Ablesungen, wonach bei Strömen von der Ordnung des Muskelstromes α hier etwa $= \frac{1}{1\cdot 5}$ sein würde.

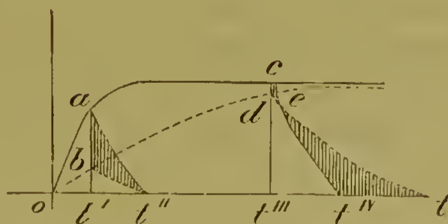
6) Kupferelektroden in schwefelsaurer Kupferoxydlösung verhielten sich auch nur selten gleichartig genug für meinen Zweck. Es zeigte sich, dass mit dieser Combination die Polarisation für Ströme von der angegebenen Ordnung an der SIEMENS'schen Wippe fast unmerklich war. Sie ward erst messbar, als die ganze Länge des Nebenschliessdrahtes in den primären Kreis aufgenommen worden war. Unter diesen Umständen bestimmte ich α zu höchstens $\frac{1}{155}$. Nicht erheblich kleiner fiel α bei Anwendung eines ungeschwächten Daniells aus. Während demnach bei der oben S. 55 als vierten bezeichneten Beobachtungsweise Kupfer in Kupferlösung viel stärkere Ladung giebt, als Platin in Salpetersäure, übertrifft an der SIEMENS'schen Wippe die secundäre Wirkung der letzteren Combination die der ersteren um etwa das Fünffache; ein Widerspruch zwi- [461] schen den Ergebnissen beider Methoden, auf den

wir unten werden zurückzukommen haben. Schon hier können wir ihm entnehmen, dass die gewöhnlichen Beobachtungsweisen nicht ausreichen, wenn es sich darum handelt, einer Combination die Ladungsfähigkeit abzusprechen, sondern dass man in dieser Beziehung mindestens noch eine Vorrichtung nach Art der Siemens'schen Wippe zu befragen habe.

7) Käufliches Zink in käuflicher Zinklösung. In der That lehrt denn auch die Siemens'sche Wippe sofort, dass diese Combination nicht allein, den oben S. 47 berichteten Erfahrungen entgegen, durch Ströme von der Ordnung des Muskelstromes Ladung im gewöhnlichen, negativen Sinn annimmt, sondern dass diese Ladung sogar, unter übrigens gleichen Umständen, die des Kupfers in Kupferlösung ganz ungeheuer übertrifft. α nämlich ward hier, so genau als die Ungleichartigkeiten es gestatteten, zu $\frac{1}{5\cdot5}$, $\frac{1}{3\cdot3}$, ja einmal zu $\frac{1}{2\cdot3}$ bestimmt. Mit dem Strome des ungeschwächten Daniells war α nur $= \frac{1}{79\cdot3}$, also relativ sehr viel kleiner, jedoch nicht, wie beim Silber in Silberlösung, auch absolut kleiner als mit den schwachen Strömen.

Es fragte sich nun natürlicherweise vor Allem, wie es komme, dass ich früher bei langer Schliessung schwacher Ströme durch die Zinkelektroden positive, mit starken Strömen aber negative Polarisation beobachtet habe. Die Wiederholung des Versuches an der Bussole, statt am Multiplicator, liess vermöge der geringen Schwingungsdauer des Spiegels einen Umstand hervortreten, welcher den Schlüssel hierzu gab. Es zeigte sich nämlich, bei der zweiten Beobachtungsweise, zuerst stets ein kleiner negativer Ausschlag, von etwa einem Scalentheil, und dann erst wurde der Spiegel im Sinn der positiven Polarisation abgelenkt. Das unreine Zink in Zinklösung besitzt also wohl beide Arten von Polarisation zu gleicher Zeit, die gewöhnliche negative, und die unregelmässige positive, so dass man in Wahrheit stets nur den Unterschied beider zu sehen bekommt. Die beiden Polarisationen befolgen aber in Bezug auf ihr Wachsthum mit der Dauer des ursprünglichen Stromes und auf ihre [462] Abnahme nach dessen Aufhören ein verschiedenes Gesetz, wie dies in Fig. 3 vorgestellt ist. Die Abscissen $0t$ bedeuten die Zeiten, die aus-

Fig. 3.



gezogenen Curven gehören der negativen, die punktirten Curven der positiven Polarisation an. Die negative Polarisation wächst mit der Dauer der Schliessung bis zu einer gewissen Grenze rascher als die positive, nimmt aber auch nach Unterbrechung des primären Stromes schneller ab. Wird dieser daher, wie es in der SIEMENS'schen Wippe der Fall ist, bereits nach sehr kurzer Zeit, z. B. bei t', unterbrochen, so erhält man eine durch den schraffirten Flächenraum abt'' gemessene, rein negative, secundäre Wirkung. Wird dagegen die Kette erst bei t''' geöffnet, so fällt die secundäre Wirkung doppelsinnig aus, indem ein kleiner negativer Vorschlag, gemessen durch cde, der grösseren positiven Hauptwirkung vorangeht, die durch $et^{IV}t$ vorgestellt wird. Ja es scheint, obwohl es mir nicht gelang diesen Zustand künstlich herbeizuführen, dass bei fortgesetzter Schliessung eines Stromes von gewisser Schwäche die positive Polarisation die negative sogar an Grösse übertreffen kann, so dass die beiden Curven zuletzt einander schneiden. Man würde sonst nicht verstehen, wie Zinkelektroden in Zinklösung durch Geschlossenstehen zur Kette ungleichartiger statt gleichartiger werden können. Ausserdem findet allem Anschein nach auch noch eine verschiedene Abhängigkeit der beiden Arten von Polarisation von der Stärke des ursprünglichen Stromes statt, der Art, dass die positive Polarisation viel langsamer mit der Stromstärke wächst. So wird es erklärlich, dass bei grösserer Stärke des ursprünglichen Stromes, bei Anwendung z. B. eines ungeschwächten Daniells, die positive Polarisation nicht beobachtet wird. Die unregelmässigen Wirkungen, welche nach Abgleichung der starken negativen Polarisation in diesem Falle meist hinterbleiben, gestatten keine sichere Aussage darüber, ob [463] die positive Polarisation dabei noch spurweise wahrnehmbar sei oder nicht.

Wie dem auch sei, hält man zunächst nur die Empfänglichkeit des unreinen Zinks in Zinklösung für die gewöhnliche, bei weitem wichtigere negative Ladung im Auge, so haben wir also gefunden, dass diese Combination kaum weniger polarisirbar ist als Kupfer in verdünnter Schwefelsäure. Es ist danach wohl hinlänglich klar, dass Elektroden, welche, bei der gewöhnlichen Art der Untersuchung, wie sie von Hrn. MATTEUCCI in's Werk gesetzt wurde, gar keine, und bei den oben von uns angewandten, schon etwas schärferen Prüfungen nur eine äusserst schwache Spur von Ladung wahrnehmen lassen, dennoch in sehr hohem Grade ladungsfähig sein können; und nicht minder klar, nach diesen Vorgängen, dass die Untersuchung über das dem reinen oder verquickten Zink in Zinklösung zukommende Maass von Polarisation völlig von vorn anzufangen habe.

8) Reines Zink in reiner Zinklösung. Das reine Zink, dessen

ich mich bediente, hatte Hr. Apotheker VOIGT die Güte gehabt, durch wiederholte Destillation darzustellen. Zuletzt war es, was besser wäre vermieden worden, in einer eisernen Höllensteinform, obschon allerdings bei möglichst niedriger Temperatur, in Stangen gegossen worden. Aus einem Theile dieser Stangen wurden in einer Form aus sogenanntem Blaustein (worin zinnerne Soldaten gegossen werden), später, da der Blaustein, obschon vorgewärmt, absplitterte, in einer Gypsform, Platten von 25 mm Breite und 60 mm Länge gegossen. Allein ich musste auf den Gebrauch so grosser Platten verzichten, weil es schlechterdings unmöglich war, mit den Ungleichartigkeiten fertig zu werden. Ich brach daher die an den Stangen haftenden flügelförmigen Lappen, welche sich durch das Eindringen des geschmolzenen Metalls zwischen beide Hälften der Form gebildet hatten, in schmale Leistchen, und schabte deren Oberfläche mit der scharfen Kante einer gesprungenen Glasscheibe rein. Diese möglichst reinen Zinkoberflächen tauchte ich in gesättigte reine schwefelsaure Zinkoxydlösung, die ich Hrn. HEINRICH ROSE verdankte. Auch so liess die Gleichartigkeit viel zu wünschen übrig, jedoch war sie genügend, um gute Beobachtungen an der SIEMENS'schen Wippe zu gestatten. Es zeigte sich aber, [464] mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes, negative Polarisation eben so stark, wie beim käuflichen Zinkdraht, welche eben so schnell wie dort mit wachsender Stärke der Ströme abnahm. Mit den schwächsten Strömen nämlich fand ich $\alpha = \frac{1}{2 \cdot 9}$, mit den stärksten, die der Nebenschliessdraht bei Anwendung eines Daniells zuliess, $= \frac{1}{3 \cdot 4}$, mit dem ungeschwächten Strom des Daniells aber nur noch $= \frac{1}{78 \cdot 3}$. Auch hier überzeugte ich mich davon, dass die absolute Grösse der secundären Wirkung nicht, wie beim Silber, ein Maximum in Bezug auf die Stromstärke besitzt.

Dagegen war bei dem reinen Zink im Gegensatz zum käuflichen keine deutliche Spur von positiver Polarisation zu bemerken. Bei der zweiten Beobachtungsweise gab sich nach langem Schlusse der primären Kette unter denselben Umständen, wo das unreine Zink die doppelsinnige Polarisation zeigt, nur eine lebhafte und nachhaltige negative Wirkung kund.

Es war danach klar, dass die positive Polarisation nicht dem Zink selber, sondern einer Verunreinigung des Zinks angehöre, und zwar wahrscheinlich dem Eisen, da nämlich Eisen bisher das einzige bekannte Metall ist, welches positive Polarisation besitzt. Doch ist unter den Flüssigkeiten, in denen Hr. BEETZ diese Erscheinung beobachtete, schwefelsaure Zinkoxydlösung nicht genannt, die zu prüfen er keinen Grund

hatte. Ich versuchte deshalb, wie sich Eisenelektroden in dieser Flüssigkeit verhalten.

9) Eisen in Zinklösung. Ich fand, dass zwei Stücke Ilsenburger Eisendraht darin sehr gut gleichartig wurden; dass sie an der SIEMENS'schen Wippe, mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes, starke negative Polarisation zeigten ($\alpha = \frac{1}{1 \cdot 7}; \frac{1}{2 \cdot 6}$); dass sie aber bei der zweiten Beobachtungsweise nach langer Durchströmung genau wie das unreine Zink einen doppelsinnigen Ausschlag gaben, zuerst einen deutlichen negativen Vorschlag, dann eine lang anhaltende positive Wirkung.

Die chemische Analyse des unreinen Zinkdrahtes, die Hr. HEINRICH ROSE die Güte hatte, in seinem Laboratorium aus- [465] führen zu lassen, wies denn auch darin eine gewisse Menge Eisen nach. Auch das destillirte Zink ward bei derselben Gelegenheit nicht ganz frei von dieser Verunreinigung gefunden. Möglich, dass diese Verunreinigungen es waren, von welchen auch die negative Polarisation meines destillirten Zinks herrührte. Möglich, dass Hrn. MATTEUCCI's Zink einen Grad der Reinheit besass, bei dem es auch an meinen Vorrichtungen keine negative Polarisation gezeigt haben würde. Indessen fehlt der chemische Beweis für jene Reinheit, so gut wie der physikalische für diese Nichtladungsfähigkeit, und was jene Möglichkeiten in hohem Grade unwahrscheinlich macht, ist der Umstand, dass sich in meinen Versuchen zwischen der Empfänglichkeit des käuflichen und der des gereinigten Zinks in Zinklösung für die negative Ladung gar kein Unterschied ergeben hat.

Wie dem auch sei, bei der ungemeinen Schwierigkeit, sich Zink in diesem Zustande vollkommener Reinheit zu verschaffen, würde den Elektrophysiologen mit dem Vorschlage des Hrn. JULES REGNAULD nicht geholfen sein, da sie immer erst der SIEMENS'schen Wippe bedürfen würden, um sich zu überzeugen, dass ihre Zinkelektroden nicht ladungsfähig seien, und es in dieser Ungewissheit viel bequemer für sie sein würde, sich des käuflichen Kupfers in käuflicher Kupferlösung zu bedienen, welche Combination, nach meinen Versuchen, eine ohne Vergleich kleinere Ladungsfähigkeit besitzt, als jedenfalls schon sehr sorgfältig gereinigtes Zink.

Vielleicht würde die galvanoplastische Darstellung des Zinks ein Mittel abgeben, sich ein minder ladungsfähiges Metall zu verschaffen, als das meinige war. Ich habe keine Veranlassung mehr gehabt, diesen Versuch anzustellen, auch nicht mich um chemisch noch besser gereinigtes Zink zu bemühen, da die folgenden Ergebnisse diese Bemühungen von dem praktischen Standpunkte aus, den ich erwähntermaassen hier einnahm, als überflüssig erscheinen liessen.

10) Verquicktes Zink in Zinklösung. Ich ging nun nämlich

auch noch, und zwar, wie ich schon oben S. 44. 45 andeutete, mit sehr geringen Erwartungen, an die Untersuchung der Ladungsfähigkeit des verquickten Zinks in Zinklösung. Wie gross war mein Erstaunen, als ich zunächst fand, dass zwei beliebige Stücke Zink auf beliebige Art reichlich [466] verquickt, sich in Zinklösung nicht allein an der Bussole, sondern sogar am Nerven-Multiplicator absolut gleichartig verhielten. Zuerst reinigte ich die Zinkdrähte oder -Bleche sorgfältig mit Sandpapier, verquickte sie mit reinem Quecksilber mittels chemisch reiner Schwefelsäure, und tauchte sie in die chemisch reine Zinklösung. Dann dreister werdend erkannte ich Schritt für Schritt, dass alle diese Vorsichtsmaassregeln unnütz seien, und dass zwei beliebige Stücke ganz gemeinen Zinkbleches, wie es zu Klempnerarbeiten gebraucht wird, mit altem schmierigem Quecksilber und roher Salzsäure verquickt, mit Wasser abgespült und mit Fliesspapier abgetrocknet, sich in käuflicher Zinklösung bei einer benetzten Oberfläche von mehreren Quadratzollen nach wenigen Augenblicken am Nerven-Multiplicator absolut gleichartig verhalten. So vollkommen ist diese Gleichartigkeit, dass ich, ehe ich mich an den Anblick gewöhnt hatte, immer in Versuchung kam zu prüfen, ob denn auch der Kreis wirklich geschlossen sei, da beim Schliessen und Oeffnen durchaus keine Spur von Bewegung, sei's des Spiegels, sei's der Nadel, bemerklich wurde, nicht anders als ob der Kreis entweder an einer zweiten Stelle offen oder rein metallisch gewesen wäre. Mit wie geringer Sorgfalt diese Gleichartigkeit erzielt werde, die das Beste weit hinter sich lässt, was nach meiner Vorschrift mit allem Fleiss zubereitete Platinelektroden leisten, geht wohl am deutlichsten aus folgendem Versuch hervor. Aus einer Daniell'schen Säule griff ich auf's Gerathewohl zwei Zinkcylinder von beiläufig 33 ^{mm} Durchmesser heraus, von denen, wie sich ergab, der eine schon mehrmals, der andere noch nicht gebraucht worden war, und tauchte diese, nachdem sie, um an dem gebrauchten Cylinder etwa haftendes Kupfer zu entfernen, mit Wasser abgespült und mit Fliesspapier abgetrocknet worden waren, einander möglichst nahe 50 ^{mm} tief in Zinklösung, wobei also die benetzte Oberfläche jedes Cylinders über 50 Quadratcentimeter betrug. Es erfolgte zwar im ersten Augenblick ein ziemlich starker Ausschlag am Nerven-Multiplicator, sehr bald aber kam auch hier die Nadel absolut auf Null, und blieb daselbst, auch wenn der Kreis minutenlang geöffnet und dann wieder geschlossen wurde.

Die Abgleichung dieser im Anfang vorhandenen Ungleichartigkeiten beruht demnach, wie die Folge noch deutlicher leh- [467] ren wird, nicht auf Polarisation, wie die Abgleichung der Platinelektroden in Kochsalzlösung, welche bis zu einem gewissen Grade deshalb stets nur eine

scheinbare ist. Die Abgleichung des etwa beim ersten Eintauchen sich kundgebenden Unterschiedes findet denn auch hier ebensowohl bei offenem wie bei geschlossenem Kreise statt. Die so unbegreiflich leicht erreichte vollkommene Gleichartigkeit wird eben so leicht, ohne alle besonderen Vorsichtsmaassregeln, in's Unbegrenzte erhalten. Zwar beobachtet man am Nerven-Multiplicator, wenn von zwei verquickten Zinkplatten die eine um die andere tiefer in die Zinklösung getaucht wird, jedesmal bei Benetzung neuer Punkte der einen Platte einen Ausschlag von wenigen Graden, der diese Platte als negativ gegen die andere anzeigt, und etwas stärker negativ wird von zweien verquickten Zinkelektroden, die man zwischen den mit Zinklösung benetzten Fingern beider Hände hält, diejenige, auf welche man einen Druck ausübt oder ausüben lässt.[1] Dies ist aber auch Alles, was hier noch von den zahlreichen Umständen übrig ist, wodurch sonst gleichartige Elektroden ungleichartig werden. Man kann die eine der beiden Platten, nachdem sie einmal vollständig benetzt worden, an die Luft heben und wieder eintauchen, man kann sie in der Zinklösung schütteln, wie man will, sie zwischen den Lagen eines mit Zinklösung getränkten Bausches drücken:[2] das Gleichgewicht am Nerven-Multiplicator wird nicht gestört. Das Wasser der Zinklösung verdunstet, Krystalle schiessen in der Flüssigkeit an den Platten an oder bekleiden sie über deren Spiegel, und nach Wochen findet man die Platten in der zurückbleibenden nichtleitenden Krystallmasse eingewachsen, ohne dass während dieser ganzen Zeit die Nadel den Nullpunkt auch nur um einen Grad verlassen hätte. Diese, ich wiederhole es, jede Vorstellung übersteigende Gleichartigkeit findet in ganz gleicher Weise statt, ob die beiden Zinkplatten erst eben verquickt seien und die Tropfen flüssigen Amalgams noch daran herunterfliessen; ob sie seit Wochen in den krystallinischen Zustand übergegangen seien; endlich gar, was wohl als das Wunderbarste erscheint, ob deren eine [468] sich in dem einen, die andere in dem anderen dieser Zustände befinde.

Schon durch diese Eigenschaft einer unübertroffenen mit leichtester Mühe zu erzielenden und zu erhaltenden Gleichartigkeit würde diese Combination, wie ich nicht zu bemerken brauche, eine höchst werthvolle Bereicherung nicht bloss des elektrophysiologischen, sondern des galvanischen Apparates überhaupt sein. Allein meine Ueberraschung steigerte

---

1 Vergl. Monatsberichte u. s. w. 1854. S. 288 ff.; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. 1858. Bd. IV. S. 1 ff.; — Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 321.

2 Vergl. Monatsberichte u. s. w. 1854. S. 293; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. 1858. Bd. IV. S. 6; — Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 324.

sich noch, als ich nun ferner fand, dass die mit Hülfe der SIEMENS'schen Wippe bestimmte Ladungsfähigkeit dieser Combination in der That verschwindend klein, jedenfalls unvergleichlich kleiner sei, als die irgend einer anderen bisher bekannten Combination. Mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes liess die Wippe keine Spur davon erkennen. Noch als bei verminderter Empfindlichkeit der Bussole und Anwendung eines ungeschwächten Daniells $P_{m'}$, $P_{n'}$ etwa 300 Scalentheile betrugen, waren $S_{n'}$, $S_{m'}$ schlechterdings nicht wahrnehmbar, d. h. sie betrugen ganz gewiss nicht 0·2, ja schwerlich 0·1 Scalentheil. Ich fahndete darauf mittels eines Verfahrens, bei dem mir auch eine so kleine Spur von Ladung nicht entgehen konnte, nämlich indem ich, bei arbeitender Wippe und geschlossenem secundären Kreise, in dem die Bussole befindlich war, das Auge am Fernrohr, den primären Kreis mittels des Schlüssels S_1 abwechselnd öffnete und schloss, oder gar den primären Strom zwischen den Elektroden mittels des Stromwenders C_1 ab und zu umkehrte. Erst als ich die Nebenschliessung fortliess, und mit beiden Rollen im Abstand von 0 mm eine GROVE'sche Kette grösserer Art als Quell des primären Stromes benutzte, erschien negative Ladung der Zinkdrähte in bestimmbarer Grösse, nämlich etwa 1·2 Scalentheil betragend. Die primäre entsprechende Wirkung, mit nur einer Rolle in 100 mm Abstand beobachtet, während die andere an einer anderen Stelle des Kreises eingeschaltet war, betrug 120 Scalentheile. Die Wirkung einer Rolle bei 100 mm verhält sich zu der bei 0 mm Abstand : : 1 : 26·85. Daraus ergiebt sich

$$\alpha = \frac{1 \cdot 2}{2 \times 26 \cdot 85 \times 120} = \frac{1}{5370}.$$

Diese Zahl wird sich, für den vorliegenden Fall, nicht weit von der Wahrheit entfernen. Indessen soll sie vorzugsweise dazu [469] dienen, eine Vorstellung von der Ordnung der Grösse zu geben, um die es sich hier handelt. Denn erstens lag aus mancherlei Gründen die Messung einer so kleinen Ablenkung an der Grenze meiner Beobachtungsmittel, zweitens schien der Werth von α Schwankungen unterworfen zu sein, da ich es einigemal nicht unbeträchtlich grösser ($^1/_{3000}$), anderemale aber auch wieder sehr viel kleiner gefunden habe, so dass die secundäre Wirkung der GROVE'schen Kette bei voller Empfindlichkeit der Bussole ganz unmerklich war. Nimmt man an, dass mir 0·2 Scalentheil secundärer Wirkung entgangen seien, so konnte doch α in diesen Fällen nicht viel grösser als $^1/_{50000}$ sein. Ich glaube bereits mit Bestimmtheit sagen zu können, dass diese Schwankungen von dem Zustande der verquickten Zinkfläche so abhangen, dass die grösseren Werthe von α schon öfter

gebrauchten, die kleinsten frisch, oder von Neuem verquickten Drähten zukommen.

Als die Drähte durch Platten ersetzt wurden, die einander 6—7 Quadratcentimeter benetzter Oberfläche zukehrten, wurde die secundäre Wirkung, selbst mit ungeschwächtem Strom der GROVE'schen Kette und bei voller Empfindlichkeit der Bussole, unter allen Umständen ganz unwahrnehmbar.

Am Nerven-Multiplicator erfolgten mit den Drähten durch die secundäre Wirkung eines Daniells 4°, durch die zweier 7° beständiger Ablenkung.

Bei Anwendung der zweiten Beobachtungsweise mit einem Daniell und 5' Durchströmung erfolgten mit den Drähten an der Bussole bei voller Empfindlichkeit etwa 5 Scalentheile Ausschlag im Sinne negativer Ladung. Mit den Platten betrug unter denselben Umständen der Ausschlag keinen ganzen Scalentheil, und als ich die DANIELL'sche Kette durch eine fünfgliederige GROVE'sche Säule ersetzte, auch nur 3·5 Scalentheile. Erst als aus dem primären Kreise der Widerstand entfernt wurde, der darin zu dem Zweck angebracht war, den Gesammtwiderstand des primären und des secundären Kreises gleich zu machen (s. oben S. 50), wurden deutlichere Wirkungen erhalten.

Die Verquickung vernichtet also, kann man sagen, die bedeutende negative Ladungsfähigkeit des Zinks in Zinklösung. Aber auch die positive Ladungsfähigkeit dieser Combination [470] ist dadurch beinahe gänzlich aufgehoben. Nach 15—20' langer Durchströmung mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes erfolgte höchstens ein halber Scalentheil Ausschlag im positiven Sinne.

11) Verquicktes Zink in Chlorcalciumlösung. Ehe wir an diese Thatsachen weitere Folgerungen knüpfen, sollen noch einige andere Punkte beleuchtet werden. Hr. MATTEUCCI führt verquicktes Zink in Chlorcalciumlösung als eine seinen Erfahrungen nach eben so unpolarisirbare Combination wie das verquickte Zink in Zinklösung an. Es ist nicht leicht zu verstehen, wie er zu diesem Ausspruch gelangt ist, der theoretisch nichts für sich hat, und von dessen Unrichtigkeit es leicht ist, sich im Versuch zu überzeugen. Erstens verhalten die verquickten Zinkelektroden in gesättigter Chlorcalciumlösung sich sehr schlecht gleichartig. Für's zweite fand ich α für diese Combination mit primären Strömen von der Ordnung des Muskelstromes $= \frac{1}{4 \cdot 1}$. Drittens warf bei der zweiten Beobachtungsweise, nach wenigen Minuten Durchströmung mit dem Strom des ungeschwächten Daniells, die secundäre Wirkung das

Bild der Scale aus dem Gesichtsfelde. Positive Polarisation war bei dieser Combination nicht wahrnehmbar.

12) Verquicktes Zink in Chlorzinklösung verhält sich dagegen nahe, aber, wie mir schien, doch nicht ganz so gleichartig, wie in schwefelsaurer Zinkoxydlösung. Die Chlorzinklösung enthielt noch ungelöstes Chlorzink, und stellte eine syrupöse Flüssigkeit von 2·008 Dichte bei 27° C. dar. Die etwas geringere Gleichartigkeit rührt vielleicht daher, dass die Lösung sich an der Oberfläche durch Wasser verdünnt, welches sie aus der Atmosphäre anzieht. Jedenfalls scheint aber die Ladungsfähigkeit dieser Combination nicht grösser zu sein, als die des Zinks in der schwefelsauren Lösung, denn auch hier wurde an der Siemens'schen Wippe die Ladung erst merklich, als ich Drähte im primären Kreise dem Strom eines ungeschwächten Daniells aussetzte, und die secundäre Wirkung bei voller Empfindlichkeit der Bussole beobachtete. Auf dieselbe Art, wie dies oben S. 63 beschrieben wurde, bestimmte ich dabei α zu $\frac{1}{5815}$; auf den Unterschied zwischen diesem Werth und dem in der [471] schwefelsauren Lösung gewonnenen ist natürlich nichts zu geben. Auf positive Polarisation nach langer Schliessung schwacher Ströme konnte hier wegen der geringeren Gleichartigkeit nicht mit derselben Schärfe wie bei der schwefelsauren Lösung geprüft werden; indessen kann davon höchstens eine ganz unbedeutende Spur zugegen sein. Die gesättigte Chlorzinklösung leitete beiläufig nach meinen Versuchen dreimal schlechter als die schwefelsaure Lösung bei gleicher Temperatur. Verdünnung mit dem gleichen Volum Wassers erhöhte aber ihr Leitvermögen auf das Fünffache, so dass sie nun um zwei Drittel besser als die gesättigte und auch noch um ein Drittel besser als die ebenso verdünnte schwefelsaure Lösung leitete.

Diese Wahrnehmung ist geeignet, uns daran zu erinnern, dass Hr. Jules Regnauld das reine Zink nicht in gesättigter, sondern in so verdünnter Zinklösung als unpolarisirbar empfohlen hat, dass die Lösung das Maximum ihres Leitvermögens besitze (s. oben S. 42). Obschon, wie bemerkt, Hr. Regnauld seine Aussage durch keine Versuche gestützt hat, und obschon es höchst unwahrscheinlich war, dass die Verdünnung der Zinklösung bis zu jener Grenze die Ladungsfähigkeit der Combination aufheben solle, so habe ich doch nicht unterlassen, auch hierüber noch den Versuch zu befragen, indem ich Hrn. de la Rive's Angabe zu Grunde legte, wonach das Maximum des Leitvermögens der Zinklösung bei deren Verdünnung mit dem gleichen Volum Wassers eintritt. Ich prüfte demgemäss noch (13—16) reines Zink in reiner, käufliches, reines und verquicktes Zink in käuflicher Zinklösung von der

angegebenen Verdünnung. Das verquickte Zink — es wurden in beiden Flüssigkeiten dieselben Drähte benutzt — lieferte ein etwas grösseres α als in der gesättigten Lösung. Dagegen fand ich allerdings, was sehr sonderbar ist, dass mit dem reinen und käuflichen Zink in der verdünnten käuflichen Lösung α erheblich kleiner ausfiel, als unmittelbar vor- und nachher mit denselben Elektroden in der gesättigten Lösung. Indessen blieb α hier noch immer bedeutend grösser als mit Kupfer in Kupferlösung; und mit dem reinen Zink in der verdünnten reinen Lösung betrug es, bei schwachen Strömen, sogar $^1/_8$. Der Widerspruch zwischen unseren Ergebnissen und [472] Hrn. Regnauld's Behauptung beruht also nicht darauf, dass wir uns bisher stets der gesättigten Zinklösung bedient haben.

(19—24) Verquicktes Zink in verdünnter Schwefelsäure, in Serum von Pferdeblut, in Brunnenwasser und in destillirtem Wasser. Da ich früher gerade bei Anwendung verquickter Zinkelektroden auf die räthselhafte Erscheinung positiver Ladung gestossen war, so versuchte ich, um diese Beobachtung zu erneuern, noch die in der Aufschrift genannten Combinationen. Serum hatte ich unter die mit dem verquickten Zink zu prüfenden Flüssigkeiten aufgenommen, um zu erfahren, wie sich letzteres bei unmittelbarer Berührung mit den thierischen Theilen, z. B. beim Ueberbrücken zweier daraus gebildeten Elektroden mit einem Nerven, in Bezug auf Gleichartigkeit und Ladungsfähigkeit verhalten würde. Es zeigten sich in der verdünnten Schwefelsäure, dem Serum und dem Brunnenwasser aber so ungeheure Ungleichartigkeiten der verquickten Zinkdrähte, und von solcher Unbeständigkeit zugleich, dass jede feinere Beobachtung der Ladung dadurch unmöglich gemacht wurde. Bei der leisesten Erschütterung sah man die Scale pfeilschnell im Gesichtsfelde hin- und herschiessen.[1] In diesen drei Flüssigkeiten wurde deshalb nur die gewöhnliche oder negative Ladung beobachtet. Bei Brunnenwasser konnte auch kein annähernder Werth von α gewonnen werden. Bei der verdünnten Schwefelsäure gelang es einmal, α zu etwa $^1/_{100}$ zu bestimmen. Sehr viel grösser schien α im Serum zu sein, denn ich erhielt mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes Quotienten wie $\frac{1}{2\cdot 3}$; $\frac{1}{3\cdot 6}$, und bei der zweiten Beobachtungsweise warf die secundäre Wirkung des ungeschwächten Daniells nach 5′ Durchströmung das Bild der Scale aus dem Gesichtsfelde. Ganz ähnliche

[1] Verquicktes Zink in verdünnter Schwefelsäure wird nach Hrn. Poggendorff durch Schütteln negativ. Vergl. Monatsberichte, 1854. S. 297; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. 1858. Bd. IV. S. 11; — Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 326.

Werthe von α lieferten Kupferdrähte im Pferdeserum; mit Platindrähten war α auch hier = 1. Was nun die positive Ladung des verquickten Zinks betrifft, so nahmen im destillirten Wasser die Ungleichartigkeiten eine etwas mildere Gestalt an, und es zeigte sich mit einem Da- [473] niell an der Siemens'schen Wippe folgende merkwürdige Erscheinung. Beim Schliessen des Schlüssels S_1, während die Bussole im secundären Kreise beobachtet wurde, entstand zuerst ein Ausschlag im Sinne negativer Ladung. Darauf fingen positive Ladungen sich zu entwickeln an, dergestalt, dass die secundäre Wirkung durch Null hindurch ihr Zeichen wechselte, wobei das sonst negative, hier positiv gewordene α zu etwa $^1/_{55}$ bestimmt wurde. Wurde dann S_1 geöffnet, so nahm, trotz dem Aufhören des primären Stromes, anfangs noch die positive secundäre Wirkung an Stärke zu; unstreitig, und in Uebereinstimmung mit dem, was wir oben S. 57. 58 über die gleichzeitige positive und negative Ladung des käuflichen Zinks in eben solcher Zinklösung angenommen haben, weil die schneller entstehende, aber auch schneller vergehende negative Ladung jetzt fortfiel, die sich während der Dauer des primären Stromes von der secundären Wirkung im positiven Sinne abgezogen hatte. Bei der zweiten Beobachtungsweise wurde leicht sehr starke positive Ladung beobachtet, die im Falle schwacher Ströme ganz rein zur Erscheinung kam, während im Fall eines ungeschwächten Daniells dem positiven Hauptausschlage ein negativer Vorschlag vorausging.

Wir kehren nun zum verquickten Zink in den Zinklösungen zurück. Zu der unschätzbaren Gleichartigkeit, die wir an diesen Combinationen zu rühmen gefunden haben, gesellt sich also, nach den Versuchen an der Siemens'schen Wippe, auch noch eine bei weitem geringere Ladungsfähigkeit, als die irgend einer anderen bekannten Combination. Es ist leicht, sich von demselben Ergebniss noch auf eine andere Art zu überzeugen. Man lässt zuerst den primären Strom im nämlichen Kreise nach einander durch die Zinkzelle und durch die damit zu vergleichende Combination gehen, und setzt dann plötzlich die beiden letzteren einander im Multiplicatorkreise dergestalt entgegen, dass die Richtung des Ausschlages anzeigt, welcher von beiden Combinationen die grössere secundär-elektromotorische Kraft zukomme. In Ermangelung der eigens von Hrn. Poggendorff hierzu angegebenen Wippe[1] gelingt dies leicht mittels einer Doppel- [474] wippe, wie sie in Fig. 2 in C_2 C_3 und in C_5 C_6 angedeutet ist. Ich stellte dergestalt folgende Vergleiche an.

1) Verquickte Zinkdrähte in gesättigter käuflicher schwefelsaurer Zink-, und Kupferdrähte in schwefelsaurer Kupfer-

[1] Annalen u. s. w. 1844. Bd. LXI. S. 612.

oxydlösung. Nachdem der Strom eines ungeschwächten Daniells 1—2′ hindurchgeschickt worden, erfolgte an der Bussole, bei voller Empfindlichkeit, ein kräftiger Ausschlag im Sinne der negativen Ladung der Kupferzelle. Mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes sah ich anfänglich zu meinem nicht geringen Befremden einen kleinen Ausschlag (2—3 Scalentheile) im Sinne negativer Ladung der Zinkzelle erscheinen. Bei näherer Untersuchung zeigte sich indess, dass, wie es nach den oben S. 63. 64 beschriebenen Versuchen nicht anders sein konnte, die Polarisation der Zinkzelle schlechterdings unmerklich war, dass aber die Kupferzelle unter diesen Umständen eine geringe Spur positiver Polarisation besass, welche den Anschein überwiegender negativer Ladung der Zinkzelle bewirkt hatte.

2) Kupferzelle wie vorher, und reines Zink in gesättigter reiner schwefelsaurer Zinkoxydlösung. Mit Strömen von der Ordnung des Muskelstromes wurde nichts deutliches wahrgenommen, indem die Ungleichartigkeiten sich feineren Wahrnehmungen widersetzten. Mit dem Strome des ungeschwächten Daniells erfolgte ein ansehnlicher Ausschlag im Sinne negativer Ladung der Zinkzelle.

3) Kupferzelle wie vorher, und Silberdrähte in Silberlösung wie oben S. 56. Bei schwachen Strömen hat die Silberzelle ein sehr bedeutendes, bei starken die Kupferzelle ein geringes Uebergewicht. Nach den oben bestimmten Werthen von α für die Silberzelle hätte Letzteres nicht der Fall sein sollen.

4) Kupferzelle wie vorher, und Platindrähte in rauchender Salpetersäure wie oben S. 55. Erfolg wie beim vorigen Versuch. Mit schwachen Strömen überwiegt die Platin-Salpetersäure-, mit starken die Kupfer-Zelle.

Wie man sieht, spricht auch diese Beobachtungsweise dafür, dass das verquickte Zink in Zinklösung die am wenigsten la- [475] dungsfähige Combination sei. Was aber die beiden letzten Versuche betrifft, so giebt sich darin abermals ein Widerspruch kund, gleich dem bereits oben S. 56. 57 bemerkten, zwischen dem an der Siemens'schen Wippe gewonnenen Ergebniss und dem des gewöhnlichen Verfahrens, die Ladung durch Umlegen der Wippe eines Stromwenders zu beobachten. Auf doppelte Art kann man die Erklärung dieses Widerspruchs versuchen.

Entweder nämlich braucht die Kupferladung längere Zeit, um sich zu entwickeln, und dies ist der Grund, weshalb α an der Siemens'schen Wippe für das Kupfer kleiner ausfällt als für die beiden anderen Combinationen. Oder die Kupferladung ist nachhaltiger als die dieser letzteren, so dass, wenn der Wechsel der Verbindungen mittels der Wippe eines Stromwenders, d. h. verhältnissmässig ziemlich langsam, geschieht, die

Ladung des Silbers in Silberlösung, des Platins in Salpetersäure, schon Zeit gehabt hat, sich zu zerstreuen, während sie zur Zeit, wo die SIEMENS'sche Wippe den secundären Kreis nach Oeffnung des primären schliesst, in der That die des Kupfers übertrifft. Beide Voraussetzungen lassen, ohne Hinzunahme weiterer Muthmaassungen, unerklärt, weshalb der Erfolg mit den schwachen Strömen ein verschiedener sei von dem mit den starken Strömen beobachteten.

Weder hierauf, noch auf die Frage, welche von beiden Annahmen der Wirklichkeit entspreche, wollen wir indess näher eingehen. Uns interessirt an dem in Rede stehenden Verhalten vorzugsweise das Licht, welches es auf den Werth des bisher von uns zur Bestimmung der Ladungsfähigkeit der Combinationen angewandten Verfahrens zu werfen geeignet ist. Man sieht, dass wir aus der Grösse, in der die Ladung nach Aufhören des primären Stromes erscheint, keinen sicheren Schluss auf die Ladungsfähigkeit einer Combination machen können. Ein ähnliches Verhältniss, wie zwischen der Ladung der galvanoplastischen Kupfercombination und der des Platins in Salpetersäure, könnte zwischen der des verquickten Zinks in Zinklösung, und der der galvanoplastischen Kupfercombination, stattfinden. Zwar schliessen die bei der zweiten Beobachtungsweise und auch so eben bei der Entgegensetzung der Zink- und Kupferzelle [476] nach längerer Durchströmung gemachten Wahrnehmungen die Möglichkeit aus, dass das verquickte Zink in Zinklösung an der SIEMENS'schen Wippe deshalb ein so kleines α geliefert habe, weil dessen Polarisation wegen der kurzen, durch den Gang der Wippe bedingten Schliessung des primären Stromes nicht Zeit gehabt habe, sich zu entwickeln. Sehr wohl denkbar wäre es dagegen wegen der geringeren Fähigkeit der positiven Metalle, Gase an ihrer Oberfläche zu verdichten (vergl. oben S. 44), dass die Ladung des verquickten Zinks in Zinklösung bedeutend flüchtiger wäre, als die des Kupfers in Kupferlösung, und dass darauf der erstaunlich kleine Werth von α bei ersterem beruht habe.

Mit einem Worte, den Curven, in denen während des Schlusses der primären Kette die Polarisation bis zu einer gewissen Grenze wächst, um nach Oeffnung der Kette wieder abzufallen, sei's dass der secundäre Kreis offen bleibe, oder nach kürzerer oder längerer Zeit geschlossen werde, diesen Curven darf bei verschiedenen Combinationen gewiss nicht ohne Weiteres ein gleiches Gesetz untergelegt werden. Ich kann nicht umhin, in der Nichtberücksichtigung dieses Umstandes einen gewichtigen Einwurf gegen den von Hrn. WILD (s. oben S. 52 Anm.) veröffentlichten Vorschlag zur gesonderten Bestimmung der Polarisation und des Uebergangswiderstandes zu erblicken, wonach zuerst die durch Polarisation und

Uebergangswiderstand gemeinschaftlich bewirkte Stromschwächung in eine Gleichung gebracht, und dann daraus die Polarisation mit Hülfe eines Werthes eliminirt werden soll, der aus deren Beobachtung nach Oeffnung des primären Kreises hervorgeht. Ich weiss sehr wohl, dass die Polarisation nach Oeffnen des primären Kreises, so lange der secundäre Kreis nicht geschlossen ist, bei weitem langsamer sinkt, als nachdem dies geschehen. Oeffnet man den Hauptkreis einer Kette, in deren Nebenleitung, wie in unserer ersten Figur, Platinelektroden in verdünnter Schwefelsäure oder Kochsalzlösung eingeschaltet sind, auf wenige Augenblicke, wobei der secundäre Kreis geschlossen bleibt, und die Ladung sich abgleichen kann, so geht der durch die Ladung geschwächte Strom der Kette sofort wieder zeitweise bedeutend in die Höhe. Dies ist nicht der Fall, [477] mit anderen Worten, die Polarisation bleibt verhältnissmässig unverändert, wenn man statt des Hauptkreises die Nebenleitung selber eben so lange öffnet, weil nun der Ladung zwar wie vorher der sie auf steter Höhe erhaltende primäre Strom entzogen, allein diesmal keine Gelegenheit zur Abgleichung gegeben ist. Nichtsdestoweniger muss ich darauf bestehen, dass, bis nicht für jeden einzelnen Fall das Gegentheil erwiesen ist, keine andere Bestimmung der Polarisation oder der Ladungsfähigkeit einer Combination Vertrauen verdient, als solche die während der Dauer des primären Stromes in dessen Kreise selber gemacht, oder wenigstens mit Hülfe von dergleichen Beobachtungen controlirt sind.

Es bleibt uns also schliesslich übrig, auch noch auf diese Art die Unpolarisirbarkeit unserer Combination darzuthun. Ich hatte einen parallelepipedischen Trog aus gefirnisstem Eichenholz von 125 ^{mm} Länge, 53 ^{mm} Breite und 40 ^{mm} Tiefe, in dessen Wände und Boden, ehe sie zum Troge zusammengefügt wurden, in Ebenen senkrecht auf die Längsrichtung des Troges und in 15·6 ^{mm} Abstand von einander, neun 5 ^{mm} tiefe Sägeschnitte angebracht waren. Diese dienten dazu, Bleche aufzunehmen, welche sich alsdann als Zwischenplatten auf der Bahn eines den Trog der Länge nach durchfliessenden Stromes eingeschaltet fanden, indem die Leitung durch die im Falz um das Blech herum übrigbleibende capillare Flüssigkeitsschicht nicht in Betracht kam. Dieser Trog wurde 5 ^{mm} hoch mit gesättigter schwefelsaurer Zinkoxydlösung gefüllt, und mit zwei verquickten Zinkblechen als Elektroden in den beiden äussersten Falzen, in den Kreis einer Grove'schen Kette und der Bussole gebracht. Während das Bild der Scale im Fernrohr beobachtet wurde, schob ich nach einander verquickte Zinkbleche auch in die sieben übrigen Falze. Da die Flüssigkeitssäule im Troge dabei nicht allein um 5 ^{mm} verkürzt wurde (so viel betrug die Gesammtdicke der sieben Bleche, deren Widerstand vernachlässigt werden kann), sondern zugleich, wegen der durch die

Bleche verdrängten Flüssigkeit, an Querschnitt zunahm, so nahm der Widerstand des Troges durch das Einsenken der sieben Bleche um $^1/_{10}$ ab. Ich hatte [478] aber, hierauf rechnend, einen so bedeutenden metallischen Widerstand in den Kreis eingeführt, dass eine Verkürzung des Troges um $^7/_8$, wie sie die Folge des Versenkens der äussersten, als Elektroden dienenden Bleche in zwei einander zunächst befindliche Falze war, den Widerstand des Kreises nur um $^1/_{196}$, das Einsenken der sieben Bleche denselben folglich nur um $^1/_{1666}$ verminderte. Bei einer Ablenkung von 150 Scalentheilen musste also die durch Verminderung des Widerstandes beim Einsenken der Bleche erzeugte Vermehrung der Stromstärke unter 0·1 Scalentheil bleiben, und es hätte mir nicht entgehen können, wenn die sieben Bleche, deren jedes ein Elektrodenpaar von nur 2·65 Quadratcentimeter Oberfläche vorstellte, durch eine der des primären Stromes entgegengesetzte elektromotorische Kraft, eine Verkleinerung der Ablenkung auch nur um 0·2, oder eine Schwächung des Stromes um $^1/_{750}$, d. h. also jedes Blech eine Schwächung um etwa $^1/_{5000}$, hervorgebracht hätten. Ich konnte aber mit dem Strome der zwar nicht durch Nebenschliessung, wohl aber durch die eingeführten Widerstände sehr geschwächten Grove'schen Kette nichts der Art wahrnehmen. Mit sehr schwachen Strömen traten beim Einsenken und Herausnehmen jeder einzelnen Platte Spuren von Wirkung, bald in der einen, bald in der anderen Richtung auf, die aber sichtlich nicht auf Polarisation, sondern auf leichter Ungleichartigkeit der beiden Seiten der Platten beruhten.

Da bei dieser Versuchsweise die Oberfläche der Elektroden, obschon im Vergleich zu der, die man in thierisch-elektrischen Versuchen anwenden kann, nur klein, mit Rücksicht auf den Zweck, die Ladungsfähigkeit zu prüfen, immerhin eine grosse zu nennen war, so änderte ich die Anordnung noch in folgender Art ab, wobei ich zwar eine beliebig kleine Oberfläche, jedoch nur noch ein Elektrodenpaar anwenden konnte.

In den Kreis einer zweigliederigen Grove'schen Säule und der Bussole wurden zwei verquickte Zinkbleche eingeschaltet, die in zwei Gefässe A und B mit derselben Zinklösung, wie oben, tauchten. A und B waren durch ein 250^{mm} langes zweimal rechtwinklig gebogenes, mit derselben Lösung gefülltes Thermometerrohr verbunden. Neben B stand ein drittes ähnliches Gefäss C mit [479] Zinklösung. In B und C tauchten verquickte Zinkdrähte von $0·5^{mm}$ Durchmesser 5^{mm} tief, also mit einer Oberfläche von 7—8 Quadratmillimetern, ein. Diese waren metallisch verbunden und stellten das plötzlich in den Kreis einzuführende Elektrodenpaar vor. Die Einführung geschah einfach so, dass das Thermometerrohr, während sein eines Ende in A stecken blieb, mit seinem

anderen Ende aus *B* in *C* übertragen wurde. Natürlich verschwand unter diesen Umständen jeder andere Widerstand im Kreise, auch der etwaige Uebergangswiderstand, gegen den des capillaren Flüssigkeitsfadens im Thermometerrohr, und die Einführung des Gefässes *C* liess demnach auch zuerst die Stromstärke durchaus unverändert. Jedoch durfte dabei das Rohr nicht mit den Fingern angefasst werden, sondern es ward nothwendig, es mittels einer Handhabe zu bewegen, weil die durch die Finger bewirkte geringe Temperaturerhöhung des Rohres wegen des dadurch verminderten Widerstandes des Flüssigkeitsfadens sofort einen Ausschlag um mehrere Scalentheile hervorbrachte, so dass man sich einer solchen Vorrichtung als eines höchst empfindlichen Thermoskops bedienen könnte. Wenn aber *C* eine Zeit lang im Kreise gewesen war und dann plötzlich wieder durch Zurückführung des entsprechenden Endes des Thermometerrohrs nach *B* davon ausgeschlossen wurde, fand allerdings in einigen Fällen eine geringe Vermehrung der Stromstärke statt, die sich jedoch höchstens auf $^1/_{300}$ belief. Mit frisch verquickten Drähten aber habe ich auch gesehen, dass bei über 200 Scalentheilen Ablenkung der Faden sich genau an derselben Stelle der Scale wieder einfand, die er mit dem Elektrodenpaar im Kreise zuletzt inne hatte. Die Stromstärke war in diesem Versuche trotz der bedeutenden elektromotorischen Kraft, wegen des ungeheuren Widerstandes, nicht viel grösser, als die des Muskelstromes.

Mit Zinklösung, die mit einem gleichen Volum Wassers verdünnt worden war, gaben frisch verquickte Zinkdrähte, die in gesättigter Lösung keine Spur von Schwächung erzeugt hatten, etwa $^1/_{400}$ Stromabnahme. Dies scheint zwar mit dem zu stimmen, was wir an der Siemens'schen Wippe mit dem verquickten Zink in verdünnter Zinklösung beobachtet haben (s. [480] oben S. 65. 66), doch möchte ich vor der Hand nichts darauf geben. Wie dem auch sei, man sieht, dass sich auf diesem Wege, wie mit der Siemens'schen Wippe, die Ladung des verquickten Zinks in schwefelsaurer Zinkoxydlösung im günstigsten Falle nur eben spurweise darthun lässt.

Als aber die verquickten Zinkdrähte durch Elektroden aus reinem Zink ersetzt wurden, betrug die Stromschwächung mit der gesättigten Lösung $^1/_{30}$, mit der verdünnten, gleichfalls in Uebereinstimmung mit dem an der Siemens'schen Wippe Wahrgenommenen (s. oben S. 66) sogar $^1/_{20}$.

Jetzt wiederholte ich dieselben Versuche, sowohl die eben beschriebenen, als den mit dem Trog voll Zwischenplatten, mit Kupferelektroden in Kupferlösung. Der Versuch im Troge konnte indess wegen der Ungleichartigkeiten der Platten nur mit so starken Strömen angestellt

werden, dass gegen die ihnen zu Grunde liegende elektromotorische Kraft die jener Ungleichartigkeiten verschwand. Es ergab sich, dass bei dieser Art der Prüfung das Kupfer in Kupferlösung ungefähr dasselbe höchst geringe Maass von Polarisirbarkeit zeigte, wie zuweilen das verquickte Zink in Zinklösung. Im Troge war die Polarisation unwahrnehmbar, mit einem Paar Drahtelektroden betrug sie ungefähr $^1/_{500}$. Es hat also, wenn man von den so eben erwähnten Fällen absieht, wo das frisch verquickte Zink durchaus keine bemerkbare Stromschwächung bewirkte, in der That den Anschein, als ob an der Siemens'schen und an der Poggendorff'schen Wippe die Polarisation des Kupfers die des verquickten Zinks nur deshalb übertroffen habe, weil erstere minder flüchtig sei. Indessen ist es doch unmöglich, dass die elektromotorische Gegenkraft des Kupfers in Kupferlösung während der Dauer des primären Stromes nur etwa $^1/_{500}$ betrage, und nach dessen Aufhören an der Siemens'schen Wippe eine Wirkung erzeuge, der im Mittel eine elektromotorische Kraft von $^1/_{155}$, wegen der sofort beginnenden Abgleichung anfangs also noch eine viel bedeutendere, zu Grunde liegen muss. Ich vermuthe deshalb, dass die oben S. 68 bemerkte positive Polarisation des Kupfers in Kupferlösung sich hier in der Weise eingemischt habe, dass die wahrgenommene [481] Wirkung nur der Unterschied der negativen und der positiven Ladung war, während an der Siemens'schen Wippe, ganz wie es bei dem käuflichen Zink der Fall ist (s. oben S. 57. 58), allein die negative Ladung zur Erscheinung kommt.

Nach alledem kann keine Frage mehr sein, welcher Combination wir, um bei thierisch-elektrischen und bei Reiz-Versuchen die Polarisation zu vermeiden, den Vorzug zu geben haben werden. Von dem reinen Zink in Zinklösung kann begreiflich dabei die Rede nicht mehr sein. Was das Kupfer in Kupferlösung betrifft, so wird bei Anwendung grösserer Elektrodenflächen dessen Polarisation zwar auch unmerklich, bei kleineren hat sie sich uns, im geschlossenen primären Kreise, als von gleicher Ordnung mit der des nicht mehr ganz frisch verquickten Zinks gezeigt. Abgesehen indess von der Unsicherheit, die noch über diesem letzteren Ergebniss schwebt, versteht es sich doch von selber, dass dem verquickten Zink in Zinklösung der Vorzug gebührt wegen jener wunderbaren Gleichartigkeit, wodurch sich diese Combination vor allen anderen auszeichnet.

Wir haben uns bis jetzt ausschliesslich mit der Beseitigung der an der Grenze der metallischen Multiplicatorenden und der zuleitenden Flüssigkeit auftretenden elektromotorischen Gegenkraft beschäftigt. Es könnte scheinen, als ob nun auch noch der Uebergangswiderstand eine eben so sorgfältige Berücksichtigung verlange. Indessen ist zu erwägen,

dass erstens der Uebergangswiderstand im Allgemeinen mit der Polarisation gleichen Schritt hält, so dass beide gleichzeitig unmerklich werden dürften; zweitens, dass dieser Widerstand gegen den der Muskeln, vollends der Nerven, der Eiweisshäutchen, der übrigen flüssigen Theile des Kreises, endlich des Multiplicatorgewindes, bei Reizversuchen der PFLÜGER'schen Eiweissröhren,[1] nothwendig verschwinden müsse.

Worauf die Gleichartigkeit des verquickten Zinks in Zinklösung beruhe, weiss ich nicht. Wo Hr. FARADAY von dem von KEMP angegebenen und so wichtig gewordenen Kunstgriff handelt, die Zinkplatten der galvanischen Ketten durch [482] Verquickung vor dem örtlichen Angriff der Säure zu schützen, sagt er: „It is probable that the mercury „acts by bringing the surface, in consequence of its fluidity, into one „uniform condition, and preventing those differences in character between „one spot and another which are necessary for the formation of the „minute voltaic circuits referred to. If any difference does exist at the „first moment, with regard to the proportion of zinc and mercury, at „one spot on the surface, as compared with another, that spot having „the least mercury is first acted on, and, by solution of the zinc, is soon „placed in the same condition as the other parts, and the whole plate „rendered superficially uniform."[2] Diese sinnreiche Betrachtung passt aber schwerlich auf unseren Fall. Zugegeben, dass in den angewandten Zinklösungen jene Ausgleichung der mit verschiedenen Mengen Zinks und Quecksilbers behafteten Stellen noch möglich sei, würde doch zu erinnern sein, dass gerade in verdünnter Schwefelsäure verquickte Zinkelektroden ungeheure Ungleichartigkeiten offenbaren; dass man leicht an ihrer Oberfläche Ungleichartigkeiten mittels JÄGER's Verfahren (durch aufgelegtes, mit destillirtem Wasser befeuchtetes Lakmuspapier) entdeckt;[3] endlich dass, wie oben S. 61. 62 berichtet wurde, verquickte Zinkplatten unter Umständen gleichartig erscheinen, wo Zink und Quecksilber ganz gewiss nicht gleichförmig an ihrer Oberfläche vertheilt sind. Zwei Quecksilberkuppen unter verdünnter Schwefelsäure als Elektroden benutzt, liessen bedeutende Ungleichartigkeiten hervortreten.

Ebensowenig weiss ich über die Ursache der Unpolarisirbarkeit unserer Combination etwas beizubringen. Wie wenig zu erwarten dies

---

[1] Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 98 ff.

[2] Experimental Researches in Electricity. Reprinted from the Philosophical Transactions etc. London 1839. Vol. I. p. 304. Ser. VIII. 1834. No. 1000; — POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1835. Bd. XXXV. S. 238.

[3] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 613.

Verhalten von vorn herein war, habe ich schon oben S. 45 angedeutet. Da es dennoch stattfindet, so muss man sich vielleicht denken, dass die Quecksilbertheilchen als solche nicht mehr in elektromotorische Wechselwirkung mit dem [483] Wasserstoff zu treten vermögen, sondern nur als Bestandtheile der Atomgruppen von Zinkamalgam. Quecksilber unter verdünnter Schwefelsäure gab an der Siemens'schen Wippe $\alpha = \frac{1}{1 \cdot 3}$. Es ist also nicht daran zu denken, dass die geringe Ladungsfähigkeit des verquickten Zinks von der Flüssigkeit der Oberfläche herrühre, vollends nicht, da bereits krystallinisch gewordenes Amalgam dieselbe Eigenschaft zeigt. Verquicktes Zink verhält sich nach J. W. Ritter's Entdeckung positiv gegen nicht verquicktes,[1] und mag deshalb mit Wasserstoff weniger stark elektromotorisch wirken. Wenn dies aber auch, was schwerlich der Fall ist, die Vernichtung der so bedeutenden negativen Ladungsfähigkeit des rohen Zinks durch die Verquickung ausreichend erklärte, so bliebe noch immer das Räthsel übrig, wie auch die an und für sich so geheimnissvolle positive Polarisirbarkeit zugleich ein Ende nehmen könne.

Es ist klar, dass zum Verständniss dieser Vorgänge ein sehr viel eingehenderes Studium erforderlich wäre. Es müsste die Polarisation jeder einzelnen Elektrode, die Abhängigkeit der Gleichartigkeit und Polarisation von der Concentration der Lösung innerhalb weiterer Grenzen, der Einfluss der Verquickung auf Gleichartigkeit und Polarisation anderer Metalle und vieles Andere erforscht sein, ehe man daran denken könnte, hier zur Einsicht zu gelangen.[2] Es lag, wie gesagt, nicht in meinem Plane, mich mit der Lösung solcher Aufgaben zu befassen, sondern ich durfte nunmehr durch Auffindung einer unpolarisirbaren und überdies von Natur gleichartigen Combination mein Ziel für erreicht, ja meine Wünsche für übertroffen halten.

Die thierisch-elektrischen und die Reizversuche werden von nun an eine andere Gestalt annehmen. Jenes Heer von Schwierigkeiten, welches, wenigstens am Nerven-Multiplicator, stets noch aus Ungleichartigkeiten auch der am sorgfältigsten behandelten Platinplatten erwächst, und gegen welches ich in früherer Zeit so manchen qualvollen Tag vergeblich gestritten, hatte [484] ich nun freilich schon längst dadurch zu besiegen gelernt, dass ich den Multiplicatorkreis zur Nebenschliessung einer

---

[1] Gilbert's Annalen der Physik. 1804. Bd. XVI. S. 303 ff.

[2] [Ueber die bisher bekannt gewordenen Fortsetzungen dieser Untersuchung liefert eine vollständige Uebersicht die kürzlich erschienene kritische Abhandlung von Hrn. W. Beetz: „Ueber die Electricitätsleitung in Electrolyten", in den Sitzungsberichten der Münchener Akademie, Mathematisch-physikalische Classe, 1875. S. 59.]

DANIELL'schen Kette in der Art machte, wie dies oben in Fig. 2 für den die Elektroden enthaltenden Kreis vorgestellt ist, und jeder auftauchenden Ungleichartigkeit sofort mit einer gleichen und entgegengesetzten, dem Daniell mittels einer passenden Länge des Nebenschliessdrahtes entlehnten elektromotorischen Kraft begegnete. Allein viel besser wird es sein, ohne jede Vorbereitung, Vorsichtsmaassregel und Hülfsvorrichtung, ohne Waschen, Ausglühen, Einhüllen in den Fliesspapiermantel, Firnissen, Geschlossenstehenlassen, Compensiren u. s. w., in jedem Augenblick über völlig gleichartige und unter allen Umständen auch gleichartig bleibende Elektroden zu gebieten, die man sich noch dazu, da sie keinen in Betracht kommenden Geldwerth haben, in beliebiger Anzahl verschaffen kann. Man braucht die Zuleitungsgefässe nicht mehr zum Kreise geschlossen, ja nicht einmal mehr zusammengesetzt zu halten, sondern man hat nur dafür zu sorgen, dass in der Zwischenzeit der Versuche die Lösung in den Bäuschen nicht krystallisire. Die ganze Vorrichtung wird übrigens jetzt passend dahin abzuändern sein, dass die Zuleitungsgefässe selber aus Zink gegossen, auswendig lackirt, inwendig verquickt, zur Isolirung auf ein paar Glasstreifen gekittet, und unmittelbar mit der Klemmschraube zur Aufnahme der Multiplicatorenden versehen werden. Ich habe zur Anfertigung dieser neuen Zuleitungsgefässe bereits die Einleitung getroffen.

Von dieser Seite also werden nun die bisher so beschwerlichen thierisch-elektrischen Versuche plötzlich zu den leichtesten, die es geben kann. Aber durch den Fortfall der Polarisation in irgend in Betracht kommendem Maasse wird jetzt zugleich eine Menge von Versuchen möglich gemacht, auf deren Ausführung man früher zu verzichten hatte, und eine Menge anderer nimmt eine einfachere Gestalt an, in der sich der den thierischen Erregern zukommende Antheil an der Erscheinung klarer ausspricht als bisher. Der Vorschlag des Hrn. BEINS, bei den thierisch-elektrischen Versuchen einen Depolarisator nach Art der von Hrn. BECQUEREL d. V. [485] angegebenen anzuwenden,[1] ist nun überflüssig gemacht. Mit den absolut gleichartigen, unpolarisirbaren verquickten Zinkelektroden zur Ableitung; mit dem Princip der Nebenleitung zur Erzeugung auf's Feinste abgestufter elektromotorischer Kräfte jeder Ordnung; endlich mit der Spiegelbussole, die, bei gleicher Empfindlichkeit

---

[1] Verhandeling over de Galvanische Polarisatie met betrekking tot de Leer der dierlijke Electriciteit, etc. Groningen 1858. — VAN DEEN, Vergelijking tusschen het door H. BEINS uitgevonden werktuig tot onderzoek van dierlijke Electriciteit en den tot hetzelfde doel gebezigden toestel van E. DU BOIS-REYMOND. (Separat-Abdruck.) — Vergl. BECQUEREL in Annales de Chimie et de Physique. 3me Série. 1854. T. XLII. p. 389 et suiv.

mit dem Nerven-Multiplicator (s. oben S. 49. 50) keiner schwierigen und vergänglichen Graduirung mehr bedarf: steht jetzt nichts mehr in diesem Gebiete der Ausführung messender Versuche entgegen, und eine neue Bahn wichtiger Untersuchungen ist eröffnet.

Die Erfahrung hat noch zu lehren, welcher Zinklösung bei den thierisch-elektrischen Versuchen der Vorzug zu geben sei. Die gesättigte Chlorzinklösung dürfte, wegen ihrer Wassergier, ihres geringen Leitvermögens, vorzüglich aber deshalb von vorn herein zu verwerfen sein, weil sie nach den Angaben des Hrn. F. Schulze in Rostock, und der Hrn. Barreswil und Rilliet, auf die Cellulose der Bäusche ähnlich wie Schwefelsäure wirken, d. h. sie auflösen würde. Ob nicht auch verdünnte Chlorzinklösung bei monatelanger Berührung zuletzt die Consistenz des Papiers zu beeinträchtigen vermöge, ist noch unbekannt. Jedenfalls richtet sich unter diesen Umständen die Aufmerksamkeit zunächst mehr auf die schwefelsaure Zinkoxydlösung, und es würde sich nur noch fragen, ob die gesättigte oder die mit dem gleichen Volum Wassers verdünnte Lösung für den Gebrauch die bessere sei.

Für die Anwendung der letzteren würde sprechen, dass sie erstens die thierischen Theile minder heftig anätzen würde, und dass sie zweitens besser leitet.

[486] In der That erscheint das schlechte Leitvermögen der Zinklösungen überhaupt[2] hier zuerst als kein ganz ungewichtiger Uebelstand. Zwar nicht so sehr wegen der dadurch bedingten Vermehrung des Widerstandes des Multiplicatorkreises. Denn durch Fortfall der Polarisation wird doch die Stärke wenigstens der dauernden Wirkung der thierisch-elektrischen Ströme im Multiplicatorkreise sehr erhöht sein. Allein erstens kann man, wie ich gefunden habe, nun nicht mehr durch einen neben dem Muskel über die Zuleitungsbäusche gebrückten Schliessungsbausch den Muskelstrom im Multiplicator zum Verschwinden bringen, oder, wie ich es nenne, abblenden, was in vielen Fällen ein nützlicher Kunstgriff ist. Zweitens besitzt Fliesspapier mit Kupferlösung getränkt, wegen ihres geringen Leitvermögens, ein gewisses, wenn auch sehr kleines

---

[1] Journal für praktische Chemie. 1852. Bd. LVI. S. 58.

[2] Nach Hrn. E. Becquerel (s. oben S. 42. Anm.) leitet nämlich gesättigte Na Cl lösung besser als

gesättigte Cu SO_4 lösung	. . . .	5·81 mal
„ Zn „ „	. . . .	5·46 „
„ „ „ „	und HO $\overline{\alpha\alpha}$ d. Vol. nach . . .	4·42 „
„ „ Cl „	„ „ „ „ „ „ . . .	3·32 „
„ „ „ „	. . . .	16·38 „

(für Zn Cl mit Zugrundelegung meiner oben S. 65 angeführten Bestimmung.)

Maass innerer Polarisirbarkeit.[1] Unzweifelhaft wird ihm ein solches auch mit den Zinklösungen zustehen.

Inzwischen wird man sich, was das Abblenden des Stromes betrifft, nunmehr dazu, anstatt des Schliessungsbausches, einer verquickten Zinkplatte bedienen können. In Ansehung des zweiten Punktes ist nicht zu vergessen, dass, um am Nerven-Multiplicator Spuren der inneren Polarisation mit Kupferlösung getränkten Fliesspapieres wahrzunehmen, balkenförmige Bäusche von viel grösserer Länge und viel kleinerem Querschnitt als Zuleitungsbäusche sie darbieten,[2] dem Strom einer dreissiggliederigen Grove'schen Säule ausgesetzt wurden. Die innere Polarisation dürfte folglich hier unmerklich sein. Ohnehin wird man, [487] bei Anwendung auch der mit verdünnter Zinklösung getränkten Bäusche, die gleichfalls innerlich polarisirbaren Eiweisshäutchen nicht entbehren können. Sollen auch diese Spuren nicht dem thierischen Erreger angehöriger innerer Ladung aus dem Kreise verbannt werden, so bleibt nichts übrig, als eine Einrichtung, ähnlich den von Hrn. Pflüger angegebenen Eiweissröhren, die in ihrer jetzigen Gestalt für die Ableitung der thierisch-elektrischen Ströme einen viel zu grossen Widerstand haben. Und selbst alsdann wird man noch nicht aller Ladung ausserhalb des thierischen Erregers ledig sein, da an der Grenze der Zinklösung und des Eiweisses unzweifelhaft eine, wenn auch ihrer Richtung und Grösse nach noch nicht erforschte Polarisation stattfindet.[3]

Da nun zudem der Unterschied zwischen dem Leitvermögen der gesättigten und der verdünnten Lösung auch nur klein ist, so wird natürlich Alles darauf ankommen, ob letztere gleich ersterer dauernd und sicher den Vortheil der vollkommenen Gleichartigkeit der ableitenden Vorrichtung gewähre. Hierüber zu urtheilen bin ich nach meinen jetzigen Erfahrungen noch nicht im Stande. Thatsache ist nur, dass von zwei verquickten Zinkplatten, deren eine in gesättigter, die andere in verdünnter Lösung steht, während ein mit verdünnter Lösung gefülltes, mit Goldschlägerhaut überbundenes Schliessungsrohr die Verbindung herstellt, letztere sich so stark positiv gegen erstere zeigt, dass die Nadel des Nerven-Multiplicators dadurch dauernd an der Hemmung gehalten wird. Danach ist zu besorgen, dass auch schon solche Unterschiede in der Concentration der in beiden Zuleitungsgefässen enthaltenen Lösungen, wie sie sich im Laufe der Versuche einstellen können, bereits merklich elektromotorisch wirken dürften. In diesem Falle würde natürlich, trotz

---

[1] S. oben Abh. II. S. 16. 22.
[2] S. oben Abh. I. S. 7.
[3] S. oben Abh. I. S. 1.

ihrem geringeren Leitvermögen, der gesättigten Lösung der Vorzug zu schenken sein, welche nur durch Verdünnung, wozu keine Gelegenheit ist, nicht aber durch Verdunstung, ungleichartig werden kann. Jenen Uebelstand, der bei der gesättigten Kochsalzlösung so lästig fällt, nämlich das Effloresciren des Salzes,[1] hat man [488] hier nicht zu fürchten, da einmal, wie bemerkt, nicht mehr nöthig sein wird, die Vorrichtung dauernd zusammengesetzt zu halten, und da für's zweite die gesättigte schwefelsaure Zinkoxydlösung sehr viel weniger als die Kochsalzlösung effloreseirt.

[1] Mit Kochsalz ist hier das käufliche Salz der Königl. Preussischen Salinen gemeint, wie es vor der Erbohrung der Stassfurter Steinsalzlager im Handel vorkam. Hr. Prof. FUNKE hat mir mitgetheilt, dass nach seinen Erfahrungen bei thierisch-elektrischen Versuchen, die nach meiner Vorschrift angestellt wurden, chemisch reine Chlornatriumlösung jene lästige Erscheinung nicht zeigte. Wie sich Lösung des Stassfurter Steinsalzes in dieser Beziehung verhalte, weiss ich noch nicht.

V.

Ueber den secundären Widerstand, ein durch den Strom bewirktes Widerstandsphänomen an feuchten porösen Körpern.

(Gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 20. December 1860.)[1]

§. 1. Einleitung.

In meiner ersten Mittheilung über innere Polarisation poröser, mit Elektrolyten getränkter Halbleiter[2] habe ich zweifelhaft gelassen, ob diese Polarisation im Kreise der Säule selber, die sie hervorrief, mit gewöhnlichen Hülfsmitteln bemerkt werden könne. Ich hatte damals besondere Beobachtungen über den Gang des ursprünglichen Stromes während des Polarisirens, nach dem Entladen u. s. f. noch nicht angestellt. Meist hielt ich den Strom nicht länger geschlossen als nöthig war um zu entscheiden, ob der ihm ausgesetzte feuchte poröse Körper innere Polarisation in bemerkbarem Grade annehme oder nicht, wozu wenige Minuten ausreichten. Auch befand sich im ursprünglichen Kreise, zur Aufsicht über die Säule, nur ein Vertical-Galvanoskop von Siemens und Halske, wie sie in Telegraphenbureaus angewendet werden. Allein mir war unter diesen Umständen bereits eine räthselhafte Erscheinung aufgestossen, die zu weiteren Nachforschungen aufforderte. Es zeigte sich nämlich häufig, bei Gegenwart der innerlich polarisirbaren Körper im Kreise, dass der ursprüngliche Strom, trotz den sorgfältigsten Vorkehrungen, nicht beständig blieb. Sobald ich die Kette irgend länger geschlossen liess, sank die Ablenkung an dem Vertical-Galvanoskop um einen oft sehr ansehnlichen Bruchtheil, näherte sich aber wieder ihrem ursprünglichen Werthe, wenn die Kette einige Zeit offen gehalten wurde. Die Schwächung des Stromes, die bei längerer Schliess- [847] ung eintrat, war meist viel zu beträchtlich, um sie auf die elektromotorische Gegenkraft der inneren Polarisation

---

[1] Monatsberichte u. s. w. 1860. S. 816; — Auch abgedruckt in Moleschott's Untersuchungen u. s. w. 1862. Bd. VIII. S. 354.

[2] S. oben S. 13. Abh. II.

beziehen zu können, wollte man nicht dieser Kraft, während der Dauer des ursprünglichen Stromes, eine beispiellose Grösse, und nach dessen Aufhören, eine ebenso beispiellose Flüchtigkeit beimessen. Und doch war nichts leichter, als sich davon zu überzeugen, dass die Unbeständigkeit des Stromes allein von Gegenwart der feuchten porösen Körper im Kreise herrührte. Wurden die mit gesättigter schwefelsaurer Kupferoxydlösung gefüllten Zuleitungsgefässe, worin die Kupferelektroden der Säule tauchten, unmittelbar durch ein mit derselben Lösung gefülltes Schliessungsrohr, oder die mit jener Lösung getränkten Zuleitungsbäusche durch einen eben solchen Schliessungsbausch verbunden, so sah man die Nadel, so lange und so genau als nur zu erwarten war, auf dem Theilstrich verharren, auf den sie sich nach ihren ersten Schwingungen eingestellt hatte.

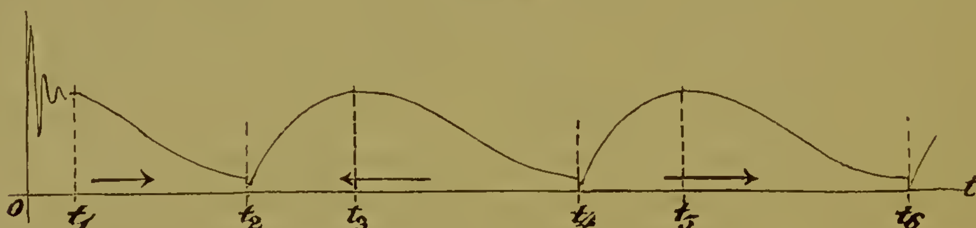
Um diesen Umstand aufzuklären und um zugleich der inneren Polarisation in dem ursprünglichen Kreise selber nachzugehen, wurde jetzt in diesen Kreis, anstatt des Vertical-Galvanoskops, die früher[1] erwähnte Wiedemann'sche Bussole mit magnetischem Spiegel, dämpfender Kupferhülse und verschiebbaren Rollen aufgenommen. Diese Art von Bussolen eignet sich, der darin stattfindenden starken Dämpfung halber, ganz besonders dazu, den Gang eines unbeständigen Stromes zu verfolgen, während der grosse Spielraum ihrer Empfindlichkeit hier gleichfalls von Nutzen wird. Auch ist gelegentlich von grossem Vortheil, dass man beiderseits vom Spiegel eine Rolle, ja, wenn man will, mehrere Rollen hintereinander anbringen, und so, ohne das Auge vom Fernrohr zu wenden, mittels einer passenden Schaltung abwechselnd den Strömungsvorgang in zweien, beziehlich mehreren Kreisen überwachen kann. Die Bussole war bei diesen Versuchen gewöhnlich mit nur wenigen Windungen (53 oder 106) versehen. Ein Pohl'scher Stromwender wurde ferner so angebracht, dass er die Richtung des Stromes in den Zuleitungsgefässen und den dazwischen befindlichen feuchten porösen Körpern umkehrte, während sie in der Bussole die- [848] selbe blieb. Er war an den Tisch befestigt, und seine Wippe drehte sich, wie stets an meinen Stromwendern, um eine feste Achse, so dass die Zeit zwischen dem Oeffnen des Stromes in der einen und dessen erneutem Schliessen in der anderen Richtung nicht nur durch passende Anfüllung der Quecksilbernäpfe, sondern auch durch rasche Bewegung der Wippe möglichst klein gemacht werden konnte. Bei der langen Dauer vieler der folgenden Versuche war es nothwendig, sich überzeugen zu können, dass die Säule an sich beständig geblieben sei. Dies geschah mit Hülfe einer Schaltung, welche an Stelle der Zuleitungsgefässe und des zwischen ihnen befindlichen feuchten porösen

[1] S. oben, Abh. IV. S. 49.

Körpers, einen solchen metallischen Widerstand in den Kreis der Säule und der Bussole und zugleich eine solche Nebenschliessung zu letzterer anbrachte, dass die Ablenkung eine angemessene Grösse besass.

Mit diesen vollkommneren Mitteln bestätigte ich nun zunächst die Thatsache, dass bei Abwesenheit eines feuchten porösen Körpers im Kreise, wenn entweder die Bäusche einander berührten, oder ein Schliessungsrohr die Zuleitungsgefässe verband, der Strom ganz beständig blieb. Nicht nur sank die Ablenkung nicht, auch bei noch so langer Dauer der Schliessung, innerhalb der durch die Natur der Dinge gesteckten Grenzen, sondern man sah sie anfangs sogar bis zu einem gewissen Punkte wachsen, unstreitig in Folge der mit der Hand fühlbaren Erwärmung des Schliessungs-Rohres oder -Bausches. Wurde die Wippe umgelegt, so sah man den Spiegel um ein paar Scalentheile zurückweichen, und dann äusserst nahe wieder seine vorige Stellung einnehmen. Kupfer in gesättigter schwefelsaurer Kupferoxydlösung ist zwar der Polarisation nicht ganz unfähig;[1] allein diese Polarisation ist doch kleiner, als dass der

Fig. 4.



daraus entspringende Zuwachs an elektromotorischer Kraft in den ersten Augenblicken nach der Umkehr des Stromes in den Zuleitungsgefässen, selbst bei nur Einer Grove'schen Kette im Kreise, vermocht hätte, den Ausfall an ablenkenden Kräften während des Umlegens der Wippe zu decken, geschweige zu über- [849] wiegen.

Um die Erscheinung, um die es sich im Folgenden handeln wird, sofort in deutlichster Ausprägung und in ihrer ganzen Grösse kennen zu lernen, denke man sich jetzt zwischen die Zuleitungsbäusche ein Prisma aus hart gesottenem Eiweiss[2] von den üblichen Maassen[3] gebracht, und eine zwanziggliederige Grove'sche Säule dadurch geschlossen. Fig. 4 ist bestimmt, den Gang der Erscheinungen unter diesen Umständen zu ver-

---

[1] S. oben, Abh. IV. S. 56.

[2] Ich verschaffe mir ein solches, indem ich Eiweiss in geölten Reagirgläsern im Wasserbade zum Gerinnen bringe, den Boden des Glases zertrümmere, und den Eiweisscylinder mittelst eines Stempels ausstosse. (Vgl. oben Abh. II. S. 22. 23.)

[3] S. oben, Abh. II. S. 17.

sinnlichen. Die Abscissenaxe $0t$ stellt darin die Zeit vor, die Ordinaten bedeuten in Scalentheilen ausgedrückte, der Stromstärke proportionale Spiegelablenkungen.

Bei der Abscisse Null wird die Kette geschlossen. Nachdem der Spiegel sich beruhigt hat, erscheint die Ablenkung in den ersten Augenblicken manchmal beständig, anderemale wächst sie sogar, meist jedoch findet man sie sogleich im Sinken begriffen. Dies Sinken ist entweder anfangs noch langsam, und wird erst mit der Zeit geschwinder, oder es geht gleich von vorn herein mit reissender Schnelle vor sich. Allmählich indess wird in allen Fällen das Sinken langsamer, und endlich, oft erst nach 10—20 und noch mehr Minuten ist eine beständige Ablenkung erreicht. Jetzt ist von der ursprünglichen Stromstärke, wie man sie aus dem ersten Hin- und Hergang des Scalenbildes folgern kann, oft nicht mehr als der zehnte Theil übrig, wie man bei t_2 in der Figur ungefähr sieht.

Wird nun die Wippe umgelegt, wie der Pfeil in der Figur andeutet, so könnte man erwarten, einen mächtigen Aus- [850] schlag erfolgen zu sehen, da es scheint als habe sich in dem Kreise eine bedeutende elektromotorische Gegenkraft entwickelt. Man sagt sich indessen schon, wie unwahrscheinlich es sei, dass diese in einer 50^{mm} langen Strecke geronnenen Eiweisses der Kraft von achtzehn Grove'schen Gliedern gleichkommen solle. Der Versuch liefert denn auch ein ganz anderes Ergebniss. Man beobachtet nämlich im Augenblick des Umlegens nur einen kleinen negativen Ausschlag, der von dem Ausfall an ablenkenden Kräften während des Umlegens herrührt (s. die Figur bei t_2). Von der inneren Polarisation wird also, trotz der langen Dauer der Durchströmung, nichts bemerkbar, was sich leicht erklärt, wenn man die grosse elektromotorische Kraft der Säule erwägt. Unmittelbar darauf aber ist die Ablenkung in langsamem Wachsen begriffen, der Art, dass, wenn die ursprüngliche Ablenkung einige Hundert Scalentheile betrug, in der Secunde anfangs etwa 10, zuletzt nur noch in der Minute so viel Scalentheile am Faden vorbeiziehen. In Folge dieses Wachsens erreicht die Ablenkung bei t_3 zuletzt ungefähr die nämliche Grösse wieder, die sie bei t_1, unmittelbar nach der ersten Schliessung des Kreises, besass. Allein abermals verweilt sie nur einen Augenblick auf dieser Höhe. Sofort beginnt das Sinken von Neuem, und findet zuerst langsam, dann schnell, dann wieder langsam statt, bis abermals die Ablenkung (bei t_4) einen unteren Grenzwerth erreicht hat, wo denn abermaliges Umlegen abermals langsames Wachsen der Stromstärke hervorruft. Und so kann man, so oft als die Natur der Dinge es zulässt, diesen Wechsel der Erscheinungen beobachten.

Ihre nähere Ursache ist nicht schwer anzugeben. Was das in einigen

Fällen anfänglich bemerkbare Steigen der Ablenkung betrifft, welches sich andere Male nur als eine Verzögerung des bald überhand nehmenden Sinkens kundgiebt, so ist es wohl einerlei mit dem Steigen, welches man auch ohne das Eiweissprisma, beim Schliessen des Kreises durch ein mit der Kupferlösung gefülltes Rohr, wahrnimmt, d. h. es ist auf die Verminderung des Widerstandes der Elektrolyte durch Erwärmung zu schieben. Das darauf folgende Sinken aber, die Erscheinung also, die uns ursprünglich aufgefallen ist, kann von nichts herrühren, als von einem Widerstand, den der Strom in [851] der einen Richtung in dem Eiweiss entwickelt und den der Strom in der anderen Richtung wieder aufhebt. Dies folgt unwiderleglich aus der Wirkung des Umlegens der Wippe. Jenes so höchst sonderbare langsame Wiederanwachsen der Stromstärke lässt sich nur auf diese Art begreifen, während, wie schon bemerkt, der Erfolg im Fall einer elektromotorischen Gegenkraft, die den Grund des Sinkens enthielte, ein ganz anderer sein müsste.

Wir wollen diesen durch den Strom erzeugten Widerstand der Kürze halber den secundären Widerstand nennen, womit gar nichts über seine weitere Ursache ausgesagt, sondern nur sein Auftreten unter denselben Umständen angedeutet wird, unter welchen in manchen feuchten porösen Körpern secundär-elektromotorische Kräfte entstehen. Man begreift, von welcher Wichtigkeit diese Erscheinung im Gebiete der Elektrophysiologie werden kann, da sie, unter gewissen Voraussetzungen, die Möglichkeit beständiger Ströme in den thierisch-elektrischen und in den elektrischen Reiz-Versuchen ausschliessen würde. Ich habe mich daher genöthigt gesehen, wie schon die Polarisation an der Grenze der Elektrolyte und die innere Polarisation der feuchten porösen Halbleiter, auch noch den secundären Widerstand, soweit es für diesen Zweck erforderlich war, zu ergründen: ein Geschäft, welches sich leider als eines der schwierigsten und, wegen der Dauer und Einförmigkeit der Versuche, auch der mühseligsten unter allen erwies, die mir im Lauf meiner Untersuchungen zugefallen sind. Nur die praktische Bedeutung der schliesslich hier aufgedeckten, an sich sehr unscheinbaren Thatsachen für die Elektrophysiologie kann mich mit den Opfern an Zeit und an Arbeitskraft, die ich diesem widerspenstigen Gegenstande habe bringen müssen, etwas aussöhnen.

§. II. Von den feuchten porösen Körpern, welche secundären Widerstand zeigen.

Wir beginnen damit, uns eine Uebersicht über die feuchten porösen Körper zu verschaffen, die den secundären Widerstand zeigen. Den zu untersuchenden Körpern wurde die Ge- [852] stalt eines Prisma's, wo

es anging, von den schon erwähnten Maassen (s. oben S. 17) ertheilt. Dies Prisma wurde zwischen die mit schwefelsaurer Kupferoxydlösung getränkten Zuleitungsbäusche gebracht, und von Grundfläche zu Grundfläche dem Strome der zwanziggliederigen Grove'schen Säule ausgesetzt. Auf die Fähigkeit der Substanz, secundären Widerstand anzunehmen, wurde stets erst geschlossen, wenn das charakteristische langsame Wachsen der Stromstärke nach dem Umlegen der Wippe mindestens einmal bei jeder Richtung des Stromes beobachtet worden war.

Der Gesichtspunkt, der sich hier für die Untersuchung darbietet, ist der, ob sich eine Beziehung feststellen lasse zwischen der Empfänglichkeit der Körper für den secundären Widerstand und der für die innere Polarisation, oder ob die beiden Erscheinungen ganz gleichgültig neben einander her gehen. Wir schliessen uns demgemäss, bei der jetzt vorzunehmenden Musterung feuchter poröser Körper, der Reihenfolge an, welche sich uns bei Erforschung der inneren Polarisation an die Hand gegeben hat. Gleich beim ersten Schritte findet sich, dass zwischen dem secundären Widerstande und der inneren Polarisation vermuthlich gar kein Verhältniss besteht.

I. Unorganische Körper. Kreide und Bimsstein zwar, lange in destillirtem Wasser gesotten, zeigten den secundären Widerstand spurweise. Modellirthon dagegen, welcher gleichfalls innerlich polarisirbar ist, liess nichts davon wahrnehmen, wie lange auch Stäbe von den verschiedensten Maassverhältnissen dem Strom ausgesetzt blieben. Quarzsand oder Schwefelblumen, mit Wasser zu einem Brei angemacht, geben keine innere Polarisation, und können grundsätzlich keine geben, weil das Verhältniss der Leitungsfähigkeit des porösen Gerüstes zu der des Elektrolyten ein zu ungünstiges ist. Dies gilt namentlich für den Schwefelbrei, der lebhaft sauer (von Schwefelsäure) reagirte, und deshalb auch sehr viel besser leitete als das Wasser, womit er angerieben wurde. Dennoch liessen diese Körper, in Röhren gestopft, deutlich secundären Widerstand erkennen. Ja der Quarzsand fuhr fort dies zu thun, selbst als ich ihn, statt [853] mit Wasser, mit verdünnter Schwefelsäure[1] zu einem Brei anrührte. Hingegen mit einem Brei aus dem geschlämmten Sande der Königl. Porzellan-Manufactur[2] und destillirtem Wasser ward kein secundärer Widerstand beobachtet.

II. Organische, nicht organisirte Körper. Gleich dem hartgesottenen Eiweiss, von dem bereits die Rede war, verhielt sich auch der durch Schlagen des Rinderblutes erhaltene Faserstoff, und der Blutkuchen

---

[1] $SO_4 H : HO :: 1 : 19$ und $:: 1 : 8$ dem Volum nach.

[2] S. oben, Abh. II. S. 18.

vom nämlichen Thiere, sowie erstarrter Leim, dieser jedoch nur in gewissen Fällen, deren Bedingungen mir nicht klar geworden sind. Blutkuchen und Leim hatten keine innere Polarisation gegeben. Auch die Speckhaut von Pferdeblut zeigte secundären Widerstand.

Ein sonderbares Verhalten war das der Seife. Um regelmässige Stromwirkungen durch Seife hindurch zu erzielen, ward es nöthig, Bögen daraus zu schnitzen und deren Enden in die Kupferlösung der Zuleitungsgefässe zu tauchen. Beim Einklemmen von Prismen aus Seife zwischen die Zuleitungsbäusche entstanden nämlich stets Störungen, durch, wie es schien, sprungweise Veränderung des Widerstandes der Berührungsstellen der Seife mit den Bäuschen. Bei der angegebenen Anordnung sieht man die Stromstärke schnell um einen sehr ansehnlichen Bruchtheil abnehmen. Legt man die Wippe um, so erfolgt ein positiver Ausschlag, so lebhaft als ob es sich um Polarisation handelte, und ohne dass sich danach langsames Wachsen einstellte. Man hat sich also wohl vorzustellen, dass unter dem Einfluss des umgekehrten Stromes der secundäre Widerstand der Seife in einem Zeitraum schwinde, der kleiner ist als die Schwingungsdauer des Spiegels, da man der inneren Polarisation der Seife im ursprünglichen Kreise nur ungern die elektromotorische Kraft von vielen Grove'schen Gliedern, und zugleich eine solche Flüchtigkeit zuschreiben wird, dass daraus erklärlich würde, weshalb nach Entfernung aus dem ursprünglichen Kreise die Seife keine ungewöhnlich starke innere Polarisation zeigt. [854]

III. Organisirte Pflanzentheile. Prismen geschnitten aus Kartoffeln, Mohrrüben, Petersilienwurzeln, Aepfeln, Birnen, der saftige Stiel von Begonien, zeigten die Erscheinung in sehr ausgesprochener Weise. Minder schön trat sie an gesottenen Hölzern, Eichen-, Kien-, Mahagony-Holz, hervor, und noch weniger deutlich an einem in vollem Safte stehenden holzigen Zweige des Zuckerahorns, obschon solche Zweige gerade die heftigste innere Polarisation geben, die sich denn auch hier wirklich im ursprünglichen Kreise durch einen kleinen positiven Ausschlag beim Umlegen der Wippe bemerklich machte.

Mit destillirtem oder mit Brunnen-Wasser getränkte balkenförmige Fliesspapierbäusche nehmen secundären Widerstand in geringem Grade an. Tränkt man solche Bäusche mit der gesättigten Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd, schwefelsaurem Natron, Alaun, Chlornatrium, Chlorammonium, Quecksilberchlorid, oder mit käuflicher Kalihydratlösung, so wird auch beim längsten Durchströmen und bei irgend welchen Maassverhältnissen der Bäusche kein secundärer Widerstand bemerkbar, so wenig als wären sie mit der Kupferlösung der Zuleitungsbäusche selber getränkt (s. oben S. 81). Denselben Gegensatz im Verhalten des

Fliesspapiers, je nachdem es mit Wasser oder mit dergleichen Lösungen getränkt wird, haben wir in Bezug auf innere Polarisation beobachtet. Allein diese Uebereinstimmung ist nicht durchgreifend. Tränkt man nämlich das Fliesspapier mit verdünnter Schwefel- oder Salpetersäure, wodurch es jede Spur innerer Polarisirbarkeit einbüsst, so ist der secundäre Widerstand gleichwohl sehr deutlich wahrnehmbar. Ausnehmend stark erscheint er beim Tränken des Papiers mit neutraler chromsaurer Kalilösung, wobei an der Grenze der Kupferlösung ein brauner Niederschlag, wie mir Hr. Rammelsberg sagt, von basisch chromsaurem Kupferoxyd entsteht.

IV. Thierische Gewebe. Die Versuche wurden an frischen Gewebetheilen von Rindern oder Kälbern angestellt. Als Vertreter des Knochengewebes bei Versuchen dieser Art ist am bequemsten ein Stück Rippe, des Knorpelgewebes ein Stück Rippenknorpel, des Sehnengewebes eine der Beugesehnen an der Mittelhand, des elastischen Gewebes das Nackenband, der Nerven ein Stück Rückenmark. Ausserdem wurden geprüft [855] Streifen der Haut und prismatische Stücke Muskelfleisch, letztere sowohl roh als gekocht, und sowohl in der Faserrichtung als senkrecht darauf. Alle diese Theile zeigen die oben am hartgesottenen Eiweiss beobachteten Erscheinungen auf's Deutlichste ausgeprägt und im grössten Maassstabe; mit Ausnahme des Knochens, der nur dann eine sichere Spur secundären Widerstandes zu entfalten scheint, wenn er ein mehr schwammiges Gefüge besitzt.

Diese Versuchsreihe genügt um zweierlei darzuthun, 1. dass die Fähigkeit, secundären Widerstand anzunehmen, den feuchten porösen Körpern sehr allgemein zukomme, 2. dass, wie schon bemerkt, keine Beziehung zwischen ihr und der inneren Polarisation obwalte.

§. III. Vom äusseren secundären Widerstande.

Wir wollen jetzt den Versuch machen, in die Natur des secundären Widerstandes etwas tiefer einzudringen. Im Folgenden sollen, der Kürze halber, die Hälfte und das Ende des feuchten porösen Körpers, wo der Strom, ferner der Bausch, durch den er eintritt, die Eintrittshälfte, das Eintrittsende, der Eintrittsbausch, die entsprechenden Theile der anderen Seite die Austrittshälfte, das Austrittsende, der Austrittsbausch genannt werden.

Es bietet sich vor Allem die Frage dar, wo der Sitz des secundären Widerstandes sei. Ist es, was jetzt kaum wahrscheinlich däucht, wie bei der inneren Polarisation, jeder durchströmte Querschnitt des porösen Körpers? Oder sind es nicht vielmehr, wie bei der Polarisation an der

Grenze ungleichartiger Elektrolyte, die Berührungsstellen dieses Körpers mit den Zuleitungsbäuschen?

Es ist, wenigstens in allen von mir geprüften Fällen, leicht sich zu überzeugen, dass das letztere, wenn auch vielleicht nicht ausschliesslich, doch in überwiegendem Maasse stattfinde, und dass namentlich das Eintrittsende unstreitig den bei weitem grössten Theil des secundären Widerstandes beherberge. Hat man den secundären Widerstand z. B. in einem Eiweissprisma (s. oben S. 82) sich entwickeln lassen, schneidet man das Prisma in der Mitte quer durch, und prüft man [856] die beiden Hälften einzeln auf ihren Widerstand, so zeigt die Eintrittshälfte einen viel grösseren Widerstand als die Austrittshälfte. Schneidet man von dem Austrittsende ein Stück von einigen Millimetern Länge ab, während das Eintrittsende an dem entsprechenden Bausch möglichst unverrückt liegen bleibt, so bleibt die Stromstärke nahe dieselbe. Sie erscheint nur vorübergehend sowohl als dauernd etwas gewachsen, das erstere, weil während der zum Abschneiden erforderlichen Zeit ein geringer Theil des secundären Widerstandes sich zerstreut hat, das letztere wegen der Verkürzung des Eiweissprisma's, als des am meisten widerstehenden Theiles des Kreises. Schneidet man aber ein gleich langes Stück vom Eintrittsende ab, so erreicht die Stromstärke plötzlich ihre ursprüngliche Grösse ungefähr wieder, und es ist klar, dass der hauptsächlichste Theil des secundären Widerstandes beseitigt ist, denn das Sinken beginnt von Neuem ganz als ob der Kreis zum erstenmal geschlossen würde, oder als ob der secundäre Widerstand in Folge des Umlegens der Wippe geschwunden wäre. Sogar wenn wirklich in Folge des Umlegens der Wippe der secundäre Widerstand vollständig aufgehoben scheint und das Sinken eben wieder beginnen will, erhält man durch Abschneiden des Eintrittsendes noch eine ansehnliche Verstärkung des Stromes. Bringt man, an Stelle des vom Eintrittsende befreiten Prisma's, dies abgeschnittene Ende selber zwischen die Zuleitungsbäusche, so zeigt sich, dass es den Strom fast ebenso sehr schwächt, als das ganze noch damit versehene Prisma that. Dass durch die blosse Berührung der Zuleitungsbäusche mit den Enden des Prisma's ohne Mitwirkung des Stromes, nichts dem secundären Widerstande Aehnliches herbeigeführt werde, versteht sich aus mehrfachen Gründen von selbst, und wird durch die Erfahrung bestätigt.

Hat man, anstatt den Grundflächen des Eiweissprisma's die Zuleitungsbäusche, zweien Punkten der Seitenflächen des Prisma's Keilbäusche[1]

---

[1] Die Keilbäusche haben schon in früheren Mittheilungen (S. oben Abh. II. S. 15; — Abh. III. S. 34) eine ansehnliche Rolle gespielt, und ihre Bedeutung in dieser Abhandlung und in einigen folgenden wird so gross, dass ich nicht länger

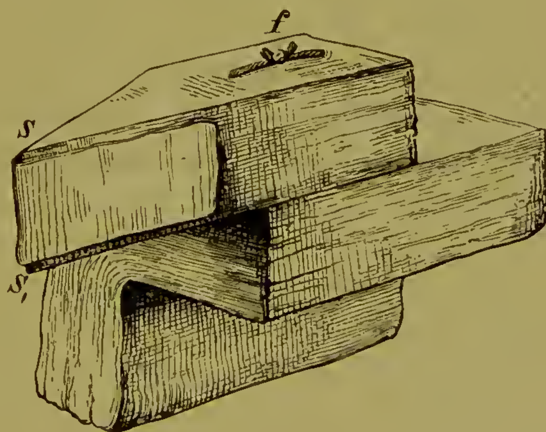
angelegt, und rückt man, nach entwickel- [857] tem secundären Widerstande, den Austrittsbausch von der Stelle, so findet keine bemerkenswerthe Veränderung der Stromstärke statt. Dagegen erscheint der secundäre Widerstand alsbald beseitigt, und das Sinken beginnt von Neuem, wenn man den Eintrittsbausch einer neuen Stelle anlegt. Innerhalb gewisser Grenzen, die von dem Verhältniss des Widerstandes der Eiweissstrecke zwischen den Keilbäuschen zum Widerstande des übrigen Kreises abhangen, ist es dabei gleichgültig, ob die neue Stelle, der man den Aus- oder Eintrittsbausch anlegt, nach aussen oder nach innen liegt, d. h. ob man die Eiweissstrecke zwischen den Keilbäuschen verlängert oder verkürzt.

Durch ähnliche Versuche habe ich mich überzeugt, dass auch beim Leim und der Seife; beim Knorpel, der Haut und dem Muskelfleisch des Rindes; beim Gewebe der Kartoffel und der Birne; endlich bei den mit verdünnter Schwefelsäure oder [858] mit gesättigter chromsaurer Kalilösung getränkten Bäuschen das Eintrittsende der vornehmste Sitz des secundären Widerstandes ist. Es kann sich also nur noch darum handeln, ob, wie es oft den Anschein hat, hier wirklich der ganze secundäre Widerstand hause, so dass er nur ein äusserer sein würde, oder ob ein Theil davon vielleicht auch noch über das Innere des feuchten porösen Körpers verbreitet sei.

---

zögern darf, sie dem Leser zu versinnlichen. Man sieht in Fig. 5 einen Keilbausch einem gewöhnlichen Zuleitungsbausch aufsitzen. Er ist daran befestigt mittels eines

Fig. 5.



Fadens, den man in *f* unterscheidet, und der durch zwei den Keil- und Zuleitungsbausch durchbohrende Löcher geführt ist. Die etwa 15^{mm} lange Schneide des Keilbausches *ss*, ist mit einem Eiweisshäutchen bekleidet vorgestellt. Damit dies in der dadurch bedingten scharfen Krümmung verharre, muss es den Seiten des Keils in einiger Länge anhaften. Ich pflege die Eiweisshäutchen für diesen Zweck 40^{mm} lang zu schneiden.

§. IV. Vom inneren secundären Widerstande.

Um hierüber zu entscheiden, wollen wir uns zunächst an zwei dergleichen Körper heften, welche beide den Vortheil bieten, dass man sie sich jederzeit leicht von wesentlich gleicher Beschaffenheit und in passender Gestalt verschaffen kann; an das hartgesottene Eiweiss, welches uns schon vorher als Typus eines des secundären Widerstandes fähigen Körpers gedient hat, und an das Gewebe der Kartoffel. Letzteres kommt zwar dem Eiweiss an secundärem Widerstande nicht gleich, da die Stärke des Stromes damit nur auf etwa $^1/_3$ ihres ursprünglichen Werthes sinkt; die Folge wird aber lehren, dass die Wahl eines Pflanzengewebes als zweiten Vertreters der mit secundärem Widerstande behafteten Körper hier von besonderer Bedeutung ist.

Ich verfuhr nunmehr folgendermaassen. Den Seiten des wie gewöhnlich von Grundfläche zu Grundfläche durchströmten Prisma's legte ich mit gesättigter schwefelsaurer Zinkoxydlösung getränkte und mit doppelten Eiweisshäutchen bekleidete Keilbäusche in solcher Entfernung von den Enden an, dass der besondere Vorgang, dessen Sitz das Eintrittsende ist (s. unten §. VII), sich nicht bis zwischen ihre Schneiden erstreckte. Die Keilbäusche sassen den mit der nämlichen Flüssigkeit getränkten Zuleitungsbäuschen eines Paares meiner neuen Zuleitungsgefässe aus verquicktem Zink[1] auf, welche mit einer Daniell'schen Kette verbunden waren. Die Grove'sche Säule soll hinfort die Hauptkette, ihr Strom der Hauptstrom, dessen Kreis der Hauptkreis, die Daniell'sche Kette die Hülfskette, ihr Strom der Hülfsstrom, dessen Kreis der Hülfskreis heissen. [859] In dem Kreise der Hauptkette befand sich die eine, in dem der Hülfskette die andere der beiden verschiebbaren Rollen der Wiedemann'schen Bussole, beide in passendem Abstande vom Spiegel, letztere gemeiniglich von 3000, manchmal von 6000 Windungen. Ich beobachtete nun zuerst bei offener Hauptkette die Stärke des Hülfsstromes bei dem ursprünglichen Zustande des Eiweisses oder des Kartoffelgewebes. Dann schloss ich, bei geöffneter Hülfskette, die Hauptkette, liess den secundären Widerstand sich entwickeln, und beobachtete abermals, bei geöffneter Hauptkette, die Stärke des Hülfsstromes. Dann legte ich die Wippe des Hauptstromes um, liess den secundären Widerstand, unter dem Einfluss der neuen Stromrichtung, sich zerstreuen, öffnete die Hauptkette im Augenblick, wo das Sinken sich wieder einstellte, las abermals die Stärke des Hülfsstromes ab, u. s. f. Mit einem Worte, ich

[1] Vergl. oben, Abh. IV. S. 76. Sie sollen nächstens beschrieben und abgebildet werden. (S. unten, Abh. VIII. §. III.)

prüfte jedesmal mittels des durch das Prisma, mit Ausschluss des Eintrittsendes, hindurchgesandten Stromes der Hülfskette, die Veränderungen des Widerstandes, welche etwa darin durch den Hauptstrom hervorgerufen waren.

Bei dieser Versuchsweise zeigt sich, dass der Hülfsstrom, in kleinerem Maassstabe zwar, jedoch vollkommen regelmässig und deutlich, die Schwankungen mitmacht, denen der Hauptstrom unterliegt. Ist der Hauptstrom, in Folge der Entwickelung des secundären Widerstandes, gesunken, so ist auch der Hülfsstrom klein; hat der Hauptstrom, in Folge der Zerstreuung des secundären Widerstandes durch den umgekehrten Strom, seine ursprüngliche Grösse wieder erreicht, so ist auch der Hülfsstrom gross. Es hat also den Anschein, als gebe es, ausser dem an dem Eintrittsende sich entwickelnden äusseren secundären Widerstande, wirklich noch einen inneren secundären Widerstand, der seinen Sitz in jedem durchströmten Querschnitt des Prisma's habe. Es fragt sich indess noch, ob es nicht möglich sei, diesen inneren secundären Widerstand auf bereits bekannte Ursachen zurückzuführen.

Vor Allem sei bemerkt, dass nicht daran zu denken ist, die Schwankungen des Hülfsstromes abzuleiten vom Hereinbrechen eines Theiles des Hauptstromes in den Hülfskreis, während der Hülfsstrom beobachtet wurde. Ein solches Hereinbrechen wurde unmöglich gemacht durch die Anordnung, die ich in der Ab- [860] handlung über Polarisation an der Grenze ungleichartiger Elektrolyte[1] beschrieben und schematisch abgebildet habe, indem nämlich eine Wippe den einen Kreis, während sie den anderen schloss, an zwei passend gelegenen Stellen zugleich unterbrach.

Ebensowenig ist daran zu denken, dass der Hauptstrom, indem er an den Keilbäuschen der Hülfskette vorüberfloss und sich vielleicht schleifenförmig in sie hineinbog, an den Berührungsstellen der Keilbäusche mit dem Prisma äusseren secundären Widerstand entwickelt habe. Diesem Einwand zu begegnen, wurde das Eiweiss- oder Kartoffelprisma an einem Glasstabe wagerecht schwebend[2] zwischen zweien Paaren von Keilbäuschen aufgestellt, deren eines dem Haupt-, das andere dem Hülfskreise angehörte. Der Abstand zwischen dem einen und dem anderen Paare von Keilbäuschen war grösser als der wagerechte Durchmesser des Prisma's. Indem das Prisma in wagerechter Ebene senkrecht auf seine Axe hin- und herbewegt wurde, konnte es abwechselnd dem einen und dem anderen

---

[1] S. oben, Abh. I. S. 2 ff.

[2] Im Fall des Eiweisses war der Glasstab in der Axe des Reagirglases befestigt worden, in welchem das Eiweiss gerann.

Paare von Keilbäuschen angelegt werden. Auch so zeigten sich die den Schwankungen des Hauptstromes entsprechenden Schwankungen des Hülfsstromes, obschon jetzt der Hauptstrom die Keilbäusche der Hülfskette gar nicht mehr berührte.

Dann könnte man versucht sein, um die Schwankungen des Hülfsstromes zu erklären, an die innere Polarisation zu denken, deren elektromotorische Kraft im Kreise der Hülfskette (eines einzigen Daniells) nicht mehr als verschwindend anzusehen sei. Diese Deutung setzt voraus, dass Haupt- und Hülfsstrom einerlei Richtung im Prisma haben, da sonst die durch den Hauptstrom bewirkte innere Polarisation, anstatt den Hülfsstrom zu schwächen, sich vielmehr zu ihm hinzufügen würde. Es zeigt sich aber, dass die Schwankungen des Hülfsstromes bei jeder Richtung des letzteren in Bezug auf den Hauptstrom nahe gleich stark ausfallen. Allerdings erhält man in den ersten Augenblicken nach Oeffnung des Haupt- und Schliessung des Hülfskreises einige Scalentheile mehr Ablenkung, wenn man [861] das Prisma so in den Hülfskreis bringt, dass der Hülfsstrom darin ebenso fliesst, wie vorher der Hauptstrom; im anderen Falle einige Scalentheile weniger. Diese Erscheinung ist unzweifelhaft auf Rechnung der inneren Polarisation zu bringen, allein im Vergleich mit den Schwankungen des Hülfsstromes, von denen hier die Rede ist, kommt sie nicht in Betracht.

Es giebt nun noch eine vierte Ursache, auf die man diese Schwankungen zurückführen kann. Dies ist die Wärmeentwickelung durch den Hauptstrom. Es ist klar, dass je stärker der Hauptstrom ist, um so wärmer wird das Eiweiss- oder Kartoffelprisma, um so besser muss es leiten. Umgekehrt, je mehr sich der Hauptstrom durch Entwickelung secundären Widerstandes geschwächt hat, um so kälter wird das Prisma, und um so grösser folglich dessen Widerstand. Es kann sich nur darum handeln, ob diese Ursache ausreiche, um die beobachteten Schwankungen des Hülfsstromes zu erklären, oder nicht.

Um hierüber Gewissheit zu erlangen, steckte ich in ein in das Eiweissprisma senkrecht auf seine Axe gebohrtes Loch den schlanken cylindrischen Behälter eines für Beobachtungen über thierische Wärme bestimmten, in Zehntel Grade C. getheilten Thermometers, und las durch eine Brücke'sche Arbeitslupe die durch den Strom bewirkte Temperaturerhöhung ab. Sie belief sich im Ganzen auf etwa 10°, und die Temperaturschwankungen, welche den Schwankungen des Hauptstromes entsprachen, auf volle 6°.

Sodann erwärmte ich ein Eiweissprisma von dem gewöhnlichen Querschnitt in einem Reagirglase bis zu einer Temperatur, welche die höchste im vorigen Versuche durch den Strom erreichte um mehrere

Grade übertraf, und brachte dann das Prisma in Berührung mit den im gewöhnlichen Abstande von einander befindlichen Keilbäuschen der Hülfskette. Während das in dem Prisma steckende Thermometer abwärts das Temperatur-Intervall durchlief, welches den im vorigen Versuch durch den Strom bewirkten Temperaturschwankungen entsprach, wuchs der Widerstand des Eiweisses, nach der Stärke des Hülfsstromes bemessen, um ebensoviel, als wenn der Hauptstrom das Eiweissprisma lange genug durchkreist, um sich auf's Aeusserste zu schwächen. [862]

Diese Versuche laufen, wie man sieht, darauf hinaus, die Annahme eines besonderen inneren secundären Widerstandes im Eiweiss unnöthig zu machen. Nicht so was das Gewebe der Kartoffel betrifft. Dies leitet nämlich ausserordentlich viel schlechter als das hartgesottene Eiweiss. In Folge davon erreicht der Hauptstrom im Kartoffelprisma eine viel geringere Stärke als im Eiweissprisma, und die Temperaturerhöhung im ersteren ist so gering, dass sie oft gar nicht bemerkbar wird, und jedenfalls nicht in Betracht kommt. Gleichwohl fallen die den Schwankungen des Hauptstromes entsprechenden Schwankungen des Hülfsstromes in der Kartoffel nicht kleiner, sondern, im Vergleich zu den ersteren, sogar noch grösser aus als im Eiweiss. Wir haben also noch immer Grund, im Kartoffelprisma einen inneren secundären Widerstand anzunehmen. Doch scheint es wünschenswerth, dessen Dasein noch auf anderem Wege gegen den Verdacht zu sichern, als handele es sich dabei um Temperaturschwankungen. Die folgenden Ermitteluugen erfüllen diesen Zweck.

Betrachtet man genauer die den Schwankungen des Hauptstromes entsprechenden Schwankungen des Hülfsstromes im Falle des Eiweisses und in dem des Kartoffelgewebes, so zeigt sich bald ein wesentlicher Unterschied. Bei dem Eiweiss nämlich liegen die kleinsten Werthe der Hülfsstromstärke, die man beobachtet, wenn der Hauptstrom im Eiweiss durch Entwickelung des secundären Widerstandes seine unterste Grenze erreicht hat, niemals unter, sondern stets noch über dem ursprünglichen Werthe der Hülfsstromstärke, den man vor jeder Einwirkung des Hauptstromes erhielt. Der Hauptstrom bringt also im Eiweiss keine absolute Verminderung der Leitungsfähigkeit hervor. Die Verminderung ist vielmehr nur relativ, d. h. sie stellt sich als solche dar im Vergleich zu der Vermehrung der Leitungsfähigkeit, welche der Strom in seiner vollen, durch den secundären Widerstand ungeschwächten Grösse thermisch erzeugt. Anders bei dem Kartoffelgewebe. Hier liegen jene kleinsten Werthe der Hülfsstromstärke unter dem ursprünglichen, es hat also eine wirkliche Verminderung der Leitungsfähigkeit durch den Hauptstrom stattgefunden, welche nie die Folge der thermischen Wirkung sein kann.

Diese absolute [863] Verminderung der Hülfsstromstärke kann sich bis auf $^1/_5$ ihres ursprünglichen Werthes belaufen.

Beobachtet man den Gang der Hülfsstromstärke unmittelbar nachdem man den auf's Aeusserste geschwächten Hauptstrom geöffnet hat, so giebt sich abermals zwischen den Erscheinungen, die das Eiweiss, und denen, die das Kartoffelgewebe bietet, ein bedeutsamer Unterschied zu erkennen. Beim Eiweiss ist nämlich die Hülfsstromstärke im Sinken begriffen, unstreitig, weil, wie das Thermometer bekundet, das Eiweiss kälter wird. Wie schwach auch der Strom geworden war, immer erhielt er das Eiweiss doch noch auf einer höheren Temperatur, als ihm sonst zukommen würde. Beim Kartoffelgewebe beobachtet man im Gegentheil, dass die Hülfsstromstärke nach Unterbrechung des Hauptstromes ziemlich rasch wächst. Dies kann von nichts herrühren, als davon, dass ein durch den Hauptstrom entwickelter innerer secundärer Widerstand anfängt sich zu zerstreuen, sobald der Hauptstrom aufhört. Der Hauptstrom selber erscheint in beiden Fällen nach dem Offenstehen seines Kreises etwas verstärkt, bei dem Eiweiss darum, weil auch der äussere secundäre Widerstand sich sofort, obschon viel langsamer, zu zerstreuen beginnt, wenn der Strom aufhört, der ihn hervorrief.

Um nun auch den Einfluss der Stromumkehr auf den inneren secundären Widerstand zu erforschen, dient folgender Kunstgriff. Man denke sich ein Eiweiss- und ein Kartoffel-Prisma durch zwei möglichst senkrecht auf die Axe geführte Schnitte in drei Stücke getheilt, von denen das mittlere das längste ist, sodann die drei Stücke wieder genau zusammengefügt, und zwischen den Zuleitungsbäuschen des Hauptstromes dergestalt angebracht, dass man das Mittelstück herausnehmen kann, ohne dass die Endstücke an den Bäuschen verschoben werden. Der Hauptstrom wird bis zur äussersten Schwächung durch den äusseren secundären Widerstand hindurchgeschickt. Dann wird so rasch wie möglich das Mittelstück herausgenommen, in verkehrter Lage wieder eingesetzt, und der Erfolg am Fernrohr beobachtet. Mit dem Eiweiss ist dieser Erfolg nichtig; der Faden stellt sich, wenn der Versuch gut gelingt, sobald die unvermeidlichen Schwankungen wegen Oeffnens und Wiederschliessens der Kette vorüber sind, fast genau auf den Theilstrich wieder ein, auf dem [864] er sich vor dem Umkehren des Mittelstückes befand. Mit dem Kartoffelgewebe hingegen zeigt sich die Ablenkung, wenn der Spiegel zur Ruhe gekommen ist, im langsamen Wachsen begriffen, und dies lässt sich sogar in Fällen beobachten, wo ein in dem Mittelstück steckendes Thermometer aus anderen Gründen sinkt, nicht steigt. Das langsame Wachsen hat eine Grenze, bei welcher angelangt die Stromstärke einige Augenblicke beständig bleibt, und dann wieder zu sinken beginnt, ganz, nur in

kleinerem Maassstabe, als ob es sich um den äusseren secundären Widerstand handelte. Wird das Mittelstück nur herausgenommen und wieder eingesetzt ohne umgekehrt zu werden, so ereignet sich nichts der Art.

Nach diesen Versuchen ist es als ausgemacht anzusehen, dass das Kartoffelgewebe wirklich inneren secundären Widerstand besitzt. Vom Eiweiss hätte man bis zum letzten Versuche noch glauben können, dass die durch thermische Wirkung darin erzeugten Hülfsstromschwankungen vielleicht auch noch solche Schwankungen in sich bärgen, die auf innerem secundären Widerstande beruhten. Nach diesem Versuch aber steht es fest, dass dem Eiweiss keine nachweisbare Spur inneren secundären Widerstandes zukommt. Zwar lässt sich dagegen noch einwenden, dass wir, der Natur der Sache nach, das Eiweiss auf den inneren secundären Widerstand nur haben prüfen können mittels eines Stromes, der durch den äusseren secundären Widerstand um den grössten Theil seiner Stärke gebracht war. Allein die Folge wird uns Mittel an die Hand geben, diesen Einwand zu beseitigen, wie auch den inneren secundären Widerstand des Kartoffelgewebes noch auf einem vierten Wege darzuthun (s. unten, §. XI).

Wir werden dergestalt auf die Aufgabe geführt, zu ermitteln, welche unter den feuchten porösen Körpern, die wir oben als des secundären Widerstandes überhaupt fähig erkannt haben, neben dem äusseren secundären Widerstande, der ihnen allen in grösserem oder geringerem Grade zuzukommen scheint, auch noch gleich dem Kartoffelgewebe inneren secundären Widerstand besitzen. Das Ergebniss dieser Prüfung hat etwas Befremdendes. Ich habe nämlich den inneren secundären Widerstand bisher nur an frischen Pflanzengewebetheilen, an [865] Stücken Kartoffel, Mohrrübe, Petersilienwurzel, Begoniastiel, Apfel, Birne, nachweisen können. Hält man Kartoffeln oder Begoniastiele zehn Minuten lang in siedendem Wasser, so leiten sie sehr viel besser, haben aber die Fähigkeit, inneren secundären Widerstand anzunehmen, eingebüsst. Was die anderen feuchten porösen Körper betrifft, so habe ich ausser dem Eiweiss auf diese Fähigkeit vergeblich untersucht folgende Vertreter der vier Klassen: Kreide und Bimsstein; Seife; Stäbe aus Eichen- und Weissbuchenholz, Bäusche aus Fliesspapier und Streifen Pappe, sämmtlich mit Wasser getränkt; endlich Muskelfleisch, in der Faserrichtung und senkrecht darauf durchströmt, Rückenmark, Sehnen- und elastisches Gewebe, Haut und Knorpel vom Rinde. Sieht man von der Seife ab, an der sich aus gewissen Gründen nicht mit der Hülfskette experimentiren lässt, so findet bei keinem dieser Körper eine absolute Verminderung der Hülfsstromstärke in Folge des Durchganges des Hauptstromes, oder ein Ansteigen derselben in Folge des Oeffnens der Säule statt. Die Hölzer nehmen eine so starke

Polarisation an, dass der Hülfsstrom dadurch, je nach der Richtung des Hauptstromes, ansehnlich verstärkt oder geschwächt wurde. (Vergl. oben S. 92.) Diese in raschem Sinken begriffene Polarisation setzt der Bestimmung des Widerstandes der Hölzer nach dem Durchgang des Hauptstromes grosse Schwierigkeiten entgegen. Es gelingt jedoch auszumachen, dass der Widerstand nicht vermehrt, sondern, unstreitig durch thermische Wirkung des Hauptstromes, vermindert ist. Bei den porösen Körpern unorganischen Ursprungs, Kreide und Bimsstein, habe ich mich auf die Beobachtung jener beiden Merkmale der Abwesenheit des inneren secundären Widerstandes beschränken müssen. Hier ist somit noch die Möglichkeit da, dass eine Spur inneren secundären Widerstandes durch die thermische Wirkung des Hauptstromes verdeckt wurde. Was aber die übrigen so eben genannten feuchten porösen Körper, die Hölzer, die Pappe, insbesondere die thierischen Gewebe betrifft, so habe ich damit noch den zuletzt angegebenen Umkehrversuch angestellt, und dabei nie langsames Wachsen gesehen. Ebensowenig war dies der Fall bei der Seife, wo nur dieser Versuch angestellt werden konnte. Von diesen Körpern können wir also mit derselben Gewissheit wie vom Eiweiss sa- [866] gen, dass sie keine Erscheinung zeigen, welche zur Annahme eines inneren secundären Widerstandes zwänge.

§. V. Nähere Untersuchung des inneren secundären Widerstandes.

Abgesehen davon, dass wir noch nicht wissen, ob nicht die noch im Besitz ihrer Lebenseigenschaften verharrenden thierischen Gewebe des inneren secundären Widerstandes fähig sind, erscheint dieser an sich als ein Phänomen von hinlänglicher Bedeutung, um ein etwas näheres Eingehen darauf an dieser Stelle zu rechtfertigen.

Zunächst versuchte ich zu erfahren, ob sich dieser Widerstand auch kundgeben würde, wenn man den Hülfsstrom, statt dem Hauptstrom parallel, senkrecht darauf durch das Pflanzengewebe leitete. Zu diesem Zwecke stanzte ich mittels eines Blechdeckels kreisrunde Scheiben aus einer durch zwei parallele Ebenen begrenzten Kartoffelschnitte, und zeichnete darauf mit Tinte vier einander unter 45° schneidende Durchmesser. Dem Endpunkte eines dieser Durchmesser legte ich die Keilbäusche der Hauptkette an, die der Hülfsbäusche folgweise den Endpunkten der drei anderen Durchmesser. Kleiner als 45° oder grösser als 135° liess sich der Winkel zwischen beiden Strömen nicht machen, weil über diese Grenzen hinaus kein Platz für die Zuleitungsgefässe, welche die Keilbäusche trugen, übrig blieb. Innerhalb dieser Grenzen aber erwies sich

die absolute Verminderung des Hülfsstromes in Folge der Einwirkung des Hauptstromes als gleich gross, es mochte nun der Hülfsstrom den Hauptstrom senkrecht, oder unter einem Winkel von 45° oder von 135° schneiden. Demnach scheint es als sei der innere secundäre Widerstand unabhängig von der Richtung des Stromes, der ihn hervorrief.

Dann wollte ich wissen, wie dieser Widerstand im Inneren des Kartoffelprisma's vertheilt sei; ob er in allen Querschnitten des Prisma's gleich gross gefunden werde, oder ob er vielleicht vom Eintrittsende nach dem Austrittsende zu abnehme, was so zu deuten gewesen wäre, dass der innere secundäre Widerstand eine in der Richtung des Stromes in den feuchten porösen Körper hineinragende Fortsetzung des äusseren secundären [867] Widerstandes bilde. Vergeblich suchte ich zuerst diese Frage dadurch zu entscheiden, dass ich die Keilbäusche der Hülfskette in beständigem Abstande von einander verschiedenen Strecken des Prisma's anlegte und die Veränderungen verglich, welche der Hauptstrom in dem Widerstande dieser Strecken hervorbrachte. Es zeigten sich keine deutlichen Unterschiede, allein das Verfahren erwies sich als zu unsicher, um sich bei diesem Ergebniss beruhigen zu dürfen. Zur schärferen Prüfung beschloss ich, zwei gleich lange Strecken des Kartoffelprisma's zu Schenkeln eines Wheatstone'schen Stromnetzes[1] zu machen, in dessen ungespaltener Strecke eine Hülfskette von hinlänglicher Kraft befindlich, und dessen beiden anderen Schenkeln ein solcher Widerstand ertheilt wäre, dass bei dem ursprünglichen Leitvermögen des Kartoffelgewebes der Strom in der Brücke verschwände. Wenn dann durch die Einwirkung des Hauptstromes die beiden Strecken des Prisma's verschiedenen Widerstand annähmen, müsste sich dies dadurch kundgeben, dass beim Schliessen der Hülfskette nach dem Oeffnen der Hauptkette ein Strom in der Brücke entstände.

Dieser Versuchsplan wurde in's Werk gesetzt, indem ich dem Kartoffelprisma in gleichen Abständen drei mit Zinklösung getränkte Keilbäusche anlegte, welche auf verquickte Zinkplatten gebunden und passend aufgestellt waren. Das mittlere Zinkblech führte zum einen Ende der Hülfskette, die beiden anderen waren durch die Brücke verbunden, und hingen ausserdem mit dem anderen Ende der Hülfskette zusammen durch metallische Leitungen von angemessenem Widerstande, welche die beiden anderen Schenkel des Stromnetzes ausmachten. Der Widerstand der einen dieser Leitungen konnte hinreichend fein abgestuft werden, und mit Hülfe

---

[1] Philosophical Transactions etc. For the Year 1843. P. II. p. 323; — Poggendorff's Annalen u. s. w. 1844. Bd. LXII. S. 535. — Kirchhoff, ebendas. 1845. Bd. LXIV. S. 512.

davon wurde der Stromzweig in der Brücke, worin die eine Rolle der Bussole eingeschaltet war, leicht zum Verschwinden gebracht. Die Empfindlichkeit der Anordnung war so gross, dass einer Veränderung des Widerstandes eines der Schenkel um $^1/_{200}$ etwa ein Scalentheil Ausschlag entsprach. [868]

Nun liess ich, bei geöffneter Hülfskette,[1] den Hauptstrom sich durch Entwickelung des secundären Widerstandes auf's Aeusserste schwächen, prüfte den Brückenstrom, legte die Wippe im Hauptkreise um, liess den umgekehrten Hauptstrom den secundären Widerstand zerstreuen, prüfte abermals den Brückenstrom, liess von Neuem durch den Hauptstrom den secundären Widerstand in entgegengesetzter Richtung von vorhin hervorrufen, prüfte zum drittenmal den Brückenstrom, u. s. f. Der Erfolg war in mehreren wohlgelungenen Versuchen, dass zwar der Strom in der Brücke nicht gerade Null blieb, was bei der Dauer der Beobachtungen nicht zu verlangen war, dass sich aber, in Sinn und Grösse der auftretenden Ablenkungen, keine Spur eines Gesetzes blicken liess. Und doch bringt, wie man leicht bemerkt, das angewendete Verfahren es mit sich, dass bei einem beständigen Unterschiede zwischen dem Widerstande der Ein- und dem der Austrittshälfte, die Ausschläge in der Brücke bald die eine, bald die andere Richtung gehabt, mit anderen Worten, dass ihre Grössen sich summirt haben würden. Gleichgültig war dabei, ob der mittlere Bausch mit dem positiven oder mit dem negativen Ende der Hülfskette verbunden war, d. h. ob der Hülfsstrom in der Eintrittshälfte dieselbe Richtung wie der Hauptstrom hatte oder nicht. Dadurch ist dem Verdacht vorgebeugt, als habe vielleicht der in der Eintrittshälfte zufällig stets dem Hauptstrom entgegengesetzte, in der Austrittshälfte aber gleichgerichtete Hülfsstrom in der ersteren Hälfte den inneren secundären Widerstand zerstreut, in der letzteren bestehen lassen, und als sei so durch die Prüfung selber die durch den Hauptstrom bewirkte Ungleichheit der Widerstände wieder verwischt worden.

Aus diesen Versuchen ist somit zu schliessen, dass der Widerstand des Kartoffelprisma's in allen seinen mittels der Keilbäusche zugänglichen Querschnitten unter dem Einfluss des Hauptstromes gleichmässig steigt und fällt, und dass keine nachweisbare Abstufung des inneren secundären Widerstandes vom [869] Eintritts- nach dem Austrittsende zu stattfindet,

[1] Die Oeffnung geschah natürlich an zwei Stellen, nämlich in den beiden Drähten, die von den beiden äussersten Zinkblechen ausgingen, und zwar bevor diese Drähte sich in die Brücke und in die beiden metallischen Schenkel des Stromnetzes spalteten. Anderenfalls hätte ein Theil des Hauptstromes seinen Weg durch die Brücke genommen.

welche auf eine Beziehung zwischen dem inneren und dem äusseren secundären Widerstande hinwiese. Wenn folglich die Maxima und Minima des Haupt- und Hülfsstromes in den obigen Versuchen einander zu entsprechen schienen, so ist darauf nichts zu geben. War dies wirklich der Fall, so war es nur ein zufälliges Zusammentreffen. Allein jenes Entsprechen kann ebensogut nur ein Anschein gewesen sein, erzeugt durch eine Reihe von Möglichkeiten, deren ausführliche Zergliederung sich hier nicht der Mühe lohnen würde.

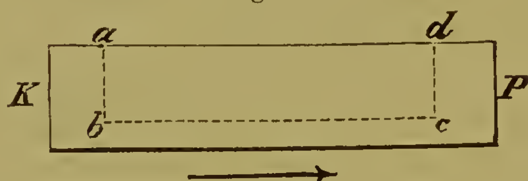
Wie mit der Dauer der Durchströmung, so nimmt der innere secundäre Widerstand in einem gegebenen Kartoffelprisma natürlich auch mit der Stärke des Hauptstromes zu. Schon bei fünf Grove'schen Gliedern und den gewöhnlichen Maassen des Prisma's trat die Erscheinung in sehr grosser Stärke hervor. Wurden noch fünf Glieder in die Hauptkette genommen, so wuchs auch der innere secundäre Widerstand, und so fort bis zu zwanzig Gliedern. Doch geschah das Wachsthum immer langsamer, so dass durch die Vermehrung der Gliederanzahl von fünfzehn auf zwanzig nur noch eine ganz unbedeutende Verstärkung des inneren secundären Widerstandes herbeigeführt wurde.

Es versteht sich von selber, dass es sich hierbei nicht um die absolute Stromstärke, sondern, wie bei ähnlichen Wirkungen des Stromes im Inneren von Leitern, um die Stromdichte handelt. Es würde indess wünschenswerth sein, dies so zu zeigen, dass bei beständig bleibender Stromstärke der Querschnitt des Kartoffelprisma's verändert würde. Da, wie wir sehen werden, der äussere secundäre Widerstand mit der Verkleinerung der Berührungsfläche zwischen Bausch und feuchtem porösen Körper rasch zunimmt, so kann dies nicht ohne Weiteres in der Art geschehen, dass man, im Hauptkreise beobachtend, Prismen von verschiedenem Querschnitt einem Strome von stets gleicher Stärke aussetzt und die durch den secundären Widerstand in den verschiedenen Fällen herbeigeführten Schwächungen des Stromes miteinander vergleicht. Es würde vor der Hand an jedem Mittel fehlen, um den Antheil an der Schwächung des Stromes, der dem inneren, von dem zu sondern, der dem äusseren secundären Widerstande zukommt. Es ist vielmehr klar, dass zu einer tadel- [870] freien Versuchsweise hier gehört, dass sowohl die ursprüngliche Stärke des Stromes, als der äussere secundäre Widerstand beständig gehalten werden, welches letztere nur so möglich ist, dass die Enden des Prisma's unverrückt an den Bäuschen liegen bleiben. Daraus ergiebt sich folgendes Verfahren.

Man bezeichnet sich an dem Prisma durch Tintenpunkte zwei gleich lange Strecken, A und B, welche einen möglichst grossen Theil seiner Länge einnehmen, an jedem Ende des Prisma's jedoch, und zwischen

sich, noch ein etwa 1^cm langes Stück übrig lassen. Der einen dieser Strecken, *A*, legt man die Keilbäusche der Hülfskette zuerst so an, dass sie dessen ganze Länge umfassen, und bestimmt die absolute Verminderung des Hülfsstromes, welche der Hauptstrom hervorbringt. Dann verjüngt man in der Strecke *A* das Prisma um die Hälfte, rückt die Keilbäusche der Hülfskette einander um die Hälfte näher, und schneidet die Strecke *B* aus dem Prisma aus. Sieht man davon ab, dass die Leitung des Hülfsstromes zwischen den Keilbäuschen, und des Hauptstromes da wo der Querschnitt des Prisma's sich plötzlich um die Hälfte ändert, keine lineare sein kann, so lässt diese Reihe von Operationen den Widerstand sowohl im Haupt- als im Hülfskreise, und folglich beide ursprüngliche Stromstärken, unverändert, verdoppelt hingegen die Stromdichte in der verjüngten Strecke. Wächst folglich der innere secundäre Widerstand mit der Stromdichte, so muss sich eine Vergrösserung der durch die beiden secundären Widerstände im Hauptkreise bewirkten Schwächung

Fig. 6.



der Hauptstromstärke, noch leichter aber eine solche der durch den inneren secundären Widerstand allein bewirkten Schwächung der Hülfsstromstärke nachweisen lassen.

Ich habe diesen Versuchsplan mehrmals in's Werk gesetzt, jedoch ohne klaren Erfolg. Es ist in Wirklichkeit, aus Gründen, deren Ausführung zu weitläufig werden würde, unmöglich, die Bedingungen zu erfüllen, auf denen er beruht. Ebensowenig ist mir dies mit einem einfacheren Versuchsplan gelungen, den ich dann zu demselben Zweck erdachte. Er besteht darin, ein Kartoffelprisma *KP* (s. Fig. 6) zwischen die Zuleitungsbäusche zu bringen, an welchem ein Stück *a b c d* ausgeschnitten, und wieder eingesetzt ist. Ich liess den secundären Widerstand sich so weit entwickeln, dass der Strom beständig erschien, [871] und entfernte dann plötzlich das Stück *a b c d*. Natürlich geschah, unter heftigen Schwankungen des Scalenbildes, eine plötzliche Verminderung der Stromstärke. Ich hoffte aber nach Beruhigung des Spiegels die Stromstärke noch langsam abnehmen zu sehen, zum Zeichen, dass der erhöhten Stromdichte in der verjüngten Strecke ein höherer Grad inneren secundären Widerstandes entspreche. Allein auch diese Versuchsweise schlug fehl, weil entweder, bei kleinem Widerstande im Kreise ausserhalb des

Prisma's, die Stromdichte in der verjüngten Strecke nicht hinlänglich wuchs, oder, bei grossem Widerstande, in Folge der Schwäche des Stromes sogar bei dreissig GROVE'schen Gliedern der Säule die Erscheinungen undeutlich wurden.

Unsere Bemühungen, das Wachsen des inneren secundären Widerstandes mit abnehmendem Querschnitt bei beständiger Stromstärke nachzuweisen, bleiben somit für jetzt vergeblich. Die Folge wird uns indess in den Stand setzen, diese Frage mit besserem Erfolg wieder aufzunehmen (s. unten §. XI).

Wollte man den inneren secundären Widerstand in den Ausdruck für den Widerstand des Kartoffelprisma's einführen, so würde er, nach den Untersuchungen dieses Paragraphen, durch einen von der Stromdichte und der Dauer der Durchströmung abhängigen Summanden zu dem Coëfficienten darzustellen sein, der den Widerstand des Gewebes für die Einheit der Länge und des Querschnittes bedeutet.

§. VI. Abhängigkeit des äusseren secundären Widerstandes von Stromstärke und Querschnitt.

Wir kehren nun zurück zu dem äusseren secundären Widerstande, der aus mehreren Gründen bei weitem die wichtigere Erscheinung für uns ist. Gleich dem inneren secundären Widerstande wächst der äussere in einem gegebenen feuchten porösen Körper rasch mit der Stromstärke. Bei nur einer GROVE'schen [872] Kette im Kreise zeigt sich an einem Eiweissprisma von den gewöhnlichen Maassen keine sichere Spur davon. Bei fünf GROVE'schen Gliedern dagegen sind schon alle oben beschriebenen Erscheinungen am Eiweiss, dem Muskelfleisch, dem Knorpel, dem elastischen und dem Sehnen-Gewebe, dem der Kartoffel, deutlich wahrzunehmen, nur dass das Sinken sowohl als das Wiederanwachsen der Stromstärke nach dem Umlegen der Wippe viel langsamer vor sich gehen als bei den hohen Stromstärken, und dass sich leicht Unregelmässigkeiten einstellen, z. B. der secundäre Widerstand nur oder vorzugsweise bei der einen Stromrichtung auftritt.

Die Ursache, weshalb wir uns bisher stets einer Säule von so grosser Gliederanzahl bedient haben, und dies für gewöhnlich auch fernerhin thun werden, ist also nicht etwa, dass es solcher Mittel bedarf, um den inneren oder äusseren Widerstand sichtbar zu machen. Sondern aus demselben Grunde, aus dem diese Anordnung vielleicht für den einen unserer Zwecke nicht die günstigste war, nämlich um die innere Polarisation im ursprünglichen Kreise zu beobachten, eignet sie sich zur Untersuchung des secundären Widerstandes. Sie hat gerade den Vortheil, dass wir uns dabei

um die verschiedenen secundär-elektromotorischen Kräfte, welche im Kreise rege werden mögen, nicht zu kümmern brauchen: so wenig wie um die innere Polarisation, um die der Kupferelektroden, um die Polarisation an der Grenze der Elektrolyte, und um die Hydrothermoströme, zu denen die thermische Wirkung des Säulenstromes vielleicht Anlass giebt.[1] Alle diese Störungen verschwinden unstreitig gegen die elektromotorische Kraft von zwanzig Grove'schen Gliedern, und jede merkliche Stromschwankung darf ohne Weiteres auf eine Veränderung des Widerstandes bezogen werden.

Lässt man den secundären Widerstand durch den Strom von fünf Grove'schen Gliedern sich vollständig entwickeln, so dass bei einer ursprünglichen Ablenkung von etwa 200 Scalentheilen mehrere Minuten vergehen, bis ein Sinken um einen Scalentheil erfolgt ist, und geht man dann plötzlich zu einer grösseren Stromstärke, z. B. zu der von zehn Gliedern über, so beobachtet man in den ersten Augenblicken wieder rasches Sinken, welches auf eine er- [873] neute Entwickelung secundären Widerstandes hinweist. In der That kann man sich, mit Hülfe leicht zu ersinnender Gegenversuche, überzeugen, dass das erneute Sinken nicht etwa darauf beruht, dass der secundäre Widerstand sich zum Theil zerstreut hat, während man, um die neuen Glieder aufzunehmen, die Kette einen Augenblick öffnete. Wartet man abermals einen nahezu beständigen Zustand ab, und steigert man wieder die Gliederanzahl der Säule um fünf, so beobachtet man den nämlichen Erfolg, und so habe ich ihn, wenn auch in immer kleinerem Maassstabe, bis zu dreissig Gliedern eintreten sehen.

Für den äusseren secundären Widerstand hat es keine Schwierigkeit, dessen Abhängigkeit vom Querschnitt, oder vielmehr von der Berührungsfläche zwischen feuchtem porösen Körper und Bausch, nachzuweisen. Sie ist erwähntermaassen (s. oben S. 99) der Art, dass dieser Widerstand um so beträchtlicher erscheint, je kleiner die Berührungsfläche, oder je grösser die Stromdichte darin. Dies spricht sich besonders darin aus, dass wenn man dem Eiweissprisma statt der auf die Axe senkrechten Grundflächen jederseits eine keilförmige Schneide oder eine Spitze ertheilt und es damit die Bäusche berühren lässt, man statt fünf Grove'scher Glieder nur noch einer einzigen Daniell'schen Kette bedarf, um alle Erscheinungen des äusseren secundären Widerstandes vollkommen deutlich wahrzunehmen. Dasselbe ist natürlich der Fall, wenn man umgekehrt die Berührungsfläche dadurch verkleinert, dass man das Prisma mit Keilbäuschen berührt. Da die schwefelsaure Zinkoxydlösung sich der Kupfer-

---

[1] Vergl. Wild in Poggendorff's Annalen u. s. w. Bd. CIII. S. 353.

oxydlösung in diesen Versuchen ganz gleich verhält, so wurde deshalb bei der obigen Anwendung der Hülfskette mit ihren Keilbäuschen die Vorsicht gebraucht, die Kette nie länger als nöthig geschlossen zu halten und den Strom oft umzukehren.

Bemerkenswerth ist der Erfolg, wenn man, bei nur einem Daniell im Kreise, ein Eiweissprisma zwischen die Bäusche bringt, das nur an einem Ende keilförmig zugeschärft ist. Alsdann nämlich beobachtet man den secundären Widerstand nur, wenn die Schneide dem Strome zum Eintritt dient. Hat der Strom die andere Richtung, so erscheint er ganz beständig.

Oeffnet man den Kreis, in welchem ein Eiweissprisma das Maximum des äusseren secundären Widerstandes angenommen [874] hat, ein paar Minuten lang, so findet man, wie schon bemerkt, die Stromstärke etwas gewachsen, obgleich während des Offenstehens die Temperatur des Eiweissprisma's nothwendig gesunken ist. Doch lässt diese von selber eintretende Zerstreuung des äusseren secundären Widerstandes auch nach sehr langer Zeit noch immer den grössten Theil davon bestehen.

Selbst der umgekehrte Strom hebt übrigens den einmal vollständig entwickelten äusseren secundären Widerstand nicht ganz auf, wie schon oben S. 88 gezeigt wurde und wie abermals aus folgendem Versuch erhellt. Man richte sich so ein, dass man mit Leichtigkeit abwechselnd mit dem Strom der vielgliederigen Grove'schen Säule, dem Hauptstrom, den einer Daniell'schen Kette als Hülfsstrom durch die Zuleitungsgefässe und das Eiweissprisma schicken könne. Das Prisma muss die Bäusche mit hinreichend grossen Flächen berühren, damit der Hülfsstrom für sich keinen secundären Widerstand hervorrufe. Man bestimmt nun zuerst die Stärke des Hülfsstromes ehe der Hauptstrom durchgegangen ist. Dann lässt man diesen durch Entwickelung secundären Widerstandes sich auf's Aeusserste schwächen, kehrt ihn um, und ersetzt ihn wieder durch den Hülfsstrom in dem Augenblick, wo das langsame Wachsen sein Ende erreicht hat und der Hauptstrom wieder zu sinken beginnt. Man findet zwar den Hülfsstrom jetzt ansehnlich stärker als zu Anfang, allein dies rührt nur her von der durch den Hauptstrom entwickelten Wärme. Hat man ein Thermometer im Eiweiss stecken, und wartet man bis die Temperatur wieder auf den Punkt gesunken ist, wobei die erste Beobachtung geschah, so zeigt sich eine geringere Stärke des Hülfsstromes, so dass es klar ist, dass auch unter dem Einfluss des umgekehrten Stromes das Eiweissprisma seine ursprüngliche Leitungsgüte nie ganz wiedererlangt. Nur durch das Abschneiden des Eintrittsendes kann dies erreicht werden.

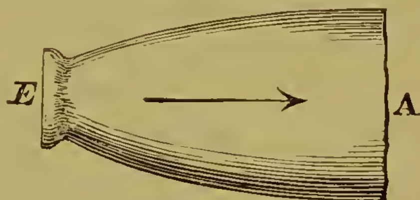
§. VII. Nähere Untersuchung des Eintrittsendes des feuchten porösen Körpers, welches der Sitz des äusseren secundären Widerstandes ist.

Es ist nun an der Zeit dieses Eintrittsende etwas genauer zu betrachten, um dadurch womöglich zu einer Vorstellung [875] von der Natur des äusseren secundären Widerstandes zu gelangen.

Bei fast allen feuchten porösen Körpern, welche man zwischen die Zuleitungsbäusche bringt, beobachtet man, dass das Eintrittsende sich nach kürzerer oder längerer Zeit, bis zu grösserer oder geringerer Tiefe, blau färbt in der Farbe des Kupfersalzes der Bäusche, während das Austrittsende diese Farbe nur oberflächlich annimmt, so dass man mittels dieses Kennzeichens die Stromrichtung bestimmen kann.

Das Eintrittsende eines Eiweissprisma's oder -Cylinders zeigt jedoch noch eine andere bemerkenswerthe Eigenthümlichkeit. Man findet es nämlich nahe der Grundfläche nach Art einer Rakete eingeschnürt, oder, wie es in der Feuerwerkerei heisst, gewürgt (s. Fig. 7). Von der Grund-

Fig. 7.



fläche *E*, die dem Brandloch entspricht, bis zur Würgung ist das Eiweiss hellblau, die Kehle der Würgung dagegen sieht dunkelblaugrün aus, als ob ein abfärbender Faden zum Würgen gedient hätte. Diese Färbungen erstrecken sich, wie man auf Längsschnitten sieht, mehr oder minder ausgesprochen durch die ganze Masse des Eiweisses. Die Strecke von der Grundfläche bis zur Würgung fühlt sich sehr fest und derb, die Würgung selber hart wie Horn an. Die Würgung erscheint zuerst ganz nahe der Grundfläche als eine seichte dunkle Furche. In dem Maasse wie der Strom länger einwirkt, wird sie tiefer und breiter, und rückt sie weiter in der Richtung des Stromes fort. Hat der Strom seine unterste Grenze erreicht, so bleibt sie in einer Entfernung von 2—4^{mm} von der Grundfläche stehen.

Am Austrittsende zeigt sich nichts der Art. Die dort durch Diffusion entstandenen blauen Stellen bleiben weich, wie dies auch der Fall ist, wenn man Eiweiss noch so lange in Kupferlösung tauchen oder auf einem damit getränkten Bausche [876] stehen lässt. Hat aber der Strom lange in derselben Richtung angehalten, so macht sich am Austrittsende eine

leichte Anschwellung in Gestalt eines abgestumpften Kegels bemerkbar, dessen Grundfläche die vergrösserte blaugefärbte Grundfläche *A* des Eiweisscylinders ist, während seine abgestumpfte Spitze mit dem unveränderten mittleren Theile des Cylinders verschmilzt. In Fig. 7 ist diese Anschwellung, mit Rücksicht auf sogleich zu Erwähnendes, zu stark ausgeprägt.

Trägt man mit einem scharfen Messer die zwischen Grundfläche und Würgung gelegene Strecke des Eintrittsendes in dünnen Scheiben ab, so bleibt dies ohne Wirkung auf den äusseren secundären Widerstand. Dieser verschwindet erst, und der Strom erreicht erst wieder seine ursprüngliche Stärke (s. oben S. 88. 103), nachdem man mit dem schichtweisen Abtragen des Eintrittsendes an die Würgung gelangt ist. Nicht das ganze Eintrittsende also, sondern die der Würgung entsprechende Scheibe des Endes ist der eigentliche Sitz des äusseren secundären Widerstandes.

Die Würgung lässt sich ganz wie beim Eiweiss auch beim Leim, dem Knorpel, dem elastischen Gewebe, dem Rückenmark, dem Muskelfleisch und anderen feuchten porösen Körpern der Art wahrnehmen, wenn sie dem Strom hinreichend lange zwischen den Kupfersalz-Bäuschen ausgesetzt blieben.

Im Widerspruch mit früher von mir mitgetheilten Versuchen[1] muss ich endlich bemerken, dass sich mir neuerdings öfter ein Temperaturunterschied des Ein- und Austrittsendes, und zwar stets zu Gunsten des ersteren, dargeboten hat, jedoch ohne dass ich bis jetzt Gelegenheit genommen hätte, mich ausdrücklich und in Strenge davon zu überzeugen. Z. B. eine Dampfsäule stieg nur von dem Eintrittsende des feuchten porösen Körpers auf, von einem Leimprisma schmolz nur dies Ende u. d. m.

§. VIII. Vom äusseren secundären Widerstande bei Tränkung der Zuleitungsbäusche mit verschiedenen Flüssigkeiten.

Demnächst obliegt uns, um unsere Kenntniss des äusseren secundären Widerstandes zu erweitern, der Versuch, wie sich [877] dieser Widerstand gestalten werde, wenn wir den Strom dem Eiweiss durch Bäusche zuführen, die, statt wie bisher mit Kupferlösung, mit verschiedenen Flüssigkeiten getränkt sind.

Dass schwefelsaure Zinkoxydlösung sich dabei im Wesentlichen gleich der Kupferlösung verhalte, ist schon bei Gelegenheit der Anwendung der Hülfskette erwähnt worden, deren Zuleitungsgefässe und -Bäusche jene

[1] S. oben, Abh. I. S. 10.

Lösung enthielten (s. oben S. 102. 103). Um aber unsere Erfahrungen in dieser Richtung zu vervielfältigen, überziehen wir jetzt die Zuleitungsbäusche mit Sicherheitsbäuschen, die gleichfalls mit Kupferlösung getränkt sind, und diese wiederum mit Hülfsbäuschen, welche die zu versuchenden Elektrolyten enthalten sollen; zwischen die Hülfsbäusche wird das Eiweiss gebracht.

Wählen wir zuerst Kochsalzlösung, wegen der bedeutenden Rolle, die sie in der Elektrophysiologie spielt. Man ist nicht wenig überrascht zu finden, dass Eiweiss zwischen zwei Kochsalz-Hülfsbäuschen noch so lange Zeit dem Strom ausgesetzt, keine Spur äusseren Widerstandes wahrnehmen lässt. Die Ablenkung wächst bei dieser Anordnung stetig, in Folge der Erhitzung des Eiweisses, bis das dynamische Gleichgewicht zwischen Wärmeerzeugung und -Abgabe erreicht ist. Umlegen der Wippe hat keine bemerkenswerthe Folge. Das Abschneiden des Eintrittsendes verstärkt den Strom nicht mehr als das des Austrittsendes. Das Eintrittsende zeigt übrigens ganz wie mit der Kupferlösung die Würgung, nur natürlich nicht blau, sondern gelbgrau. Indem das Eintrittsende fast bis auf die Hälfte seines Durchmessers einschrumpft, während das Austrittsende mehr und mehr anschwillt, nimmt ein Eiweisscylinder hier zuletzt die abenteuerliche Gestalt an, die Fig. 7 S. 104 zeigt. In Folge des Umkehrens des Stromes geht diese Gestalt wieder in die cylindrische über; die nicht ganz verschwindende Würgung am alten Eintrittsende verhindert aber, dass sich die Kegelgestalt in der anderen Richtung rein auspräge, und der Cylinder erhält mehr die Form einer Birne, deren Stiel am neuen Eintritts- und deren sogenannte Knospe am neuen Austrittsende läge. Als ich am Eintrittsende keilförmig zugeschärfte Eiweissprismen zwischen die Kochsalz-Hülfsbäusche brachte, erhitzte sich die Schneide dermaassen, dass die Leitung unter Knistern plötzlich ganz unterbrochen wurde. Nur indem [878] ich den Strom der zwanziggliederigen Grove'schen Säule dem Eiweiss durch Kochsalz-Keilbäusche zuführte, gelang es mir zuletzt mit dieser Flüssigkeit äusseren secundären Widerstand in geringem Maasse, theils durch langsames Wachsen der Stromstärke nach dem Umlegen der Wippe, theils durch den verschiedenen Erfolg beim Verrücken des Ein- und des Austrittsbausches nachzuweisen.

Da für gewöhnlich mit der Kochsalzlösung durchaus kein secundärer Widerstand auftritt, so lange nicht die Kupferlösung durch die Kochsalzbäusche hindurch zum Eiweiss dringt, so bietet sich jetzt eine bequeme Art dar, verschiedene Flüssigkeiten auf die Fähigkeit zu prüfen, mit Eiweiss secundären Widerstand zu geben, ohne für jede Flüssigkeit die Zuleitungsbäusche mit neuen Sicherheits- und Hülfsbäuschen überziehen, und ohne darauf Rücksicht nehmen zu müssen, ob die Grenze des mit

der zu prüfenden Flüssigkeit getränkten Hülfsbausches und des Sicherheitsbausches ein Sitz secundären Widerstandes werde. Man bekleidet nämlich die Sicherheitsbäusche zuerst mit einem mehrere Millimeter dicken Blatt Modellirthon, dann mit einem Hülfsbausch, der mit Kochsalzlösung getränkt ist. Der Thon setzt keinen secundären Widerstand (s. oben S. 85) und verzögert die Diffusion der Lösungen, so dass man nicht so bald einer Erneuerung der Anordnung bedarf. Zwischen die Hülfsbäusche bringt man das Eiweissprisma, das man mittendurchschneidet, und seine beiden Hälften durch den mit der zu prüfenden Flüssigkeit getränkten Bausch von einander trennt. Ich habe dergestalt eine ziemliche Anzahl von Versuchen angestellt, zu dem Zweck, die Eigenschaft zu entdecken, wodurch eine Flüssigkeit befähigt wird, mit Eiweiss secundären Widerstand zu geben. Das Ergebniss dieser Versuche, verbunden mit dem der früheren, ist in folgender Uebersicht enthalten. Die Lösungen waren, wo nicht das Gegentheil gesagt ist, gesättigt.

Secundären Widerstand gaben:

*Schwefelsaure Kupferoxydlösung.
*Schwefelsaure Zinkoxydlösung.
*Salpetersaure Silberoxydlösung.
*Neutrale essigsaure Bleioxydlösung.
*Chlorzinklösung.
*Alaunlösung. [879]
*Verdünnte Schwefelsäure (SO_4H : HO :: 1 : 19).
*Verdünnte Salpetersäure (Käufliche NO_5 : HO :: 1 : 9).

Dagegen versagten secundären Widerstand:

Chlornatriumlösung.
Dieselbe verdünnt mit dem dreifachen Volum Wassers.
Dieselbe verdünnt mit dem neunfachen Volum Wassers.
Chlorammoniumlösung.
Chlorcalciumlösung.
*Quecksilberchloridlösung.
Schwefelsaure Natronlösung.
Neutrale chromsaure Kalilösung.
Doppelt chromsaure Kalilösung.
Kohlensaure Kalilösung.
Kalihydratlösung.
Brunnenwasser.
*Absoluter Alkohol.
*Derselbe verdünnt mit dem halben Volum Wassers.
Essigsäure.

Bei vielen der letzteren Flüssigkeiten, welche gleich der Kochsalz-

lösung keinen secundären Widerstand geben, wurde wie dort gleichwohl die Würgung am Eintrittsende des Eiweisscylinders beobachtet. Umgekehrt bot die Höllensteinlösung das Beispiel einer Flüssigkeit dar, mit welcher der stärkste secundäre Widerstand auftrat, ohne dass eine deutliche Spur von Würgung bemerkbar wurde. Der Strom sank nämlich damit viel zu schnell auf eine sehr niedere Stufe, als dass die Erscheinung Zeit gehabt hätte sich auszubilden.

Vielleicht ist es nicht unnütz zu bemerken, dass es im Wesentlichen gleichgültig ist, ob man das Eiweissprisma zwischen Bäusche bringt, welche mit einer bestimmten Flüssigkeit getränkt sind, oder ob man es bogenförmig mit seinen beiden Enden in dieselbe Flüssigkeit taucht. Die von uns bis jetzt angewendete Versuchsweise hat keine andere Bedeutung, als dass sie eine grössere Bequemlichkeit gewährt und die Berührungsfläche des Eiweisses mit dem zuführenden Elektrolyten sicherer abzugrenzen erlaubt.

Sehr sonderbar ist aber, dass auch an einem flüssiges Eiweiss enthaltenden heberförmigen Rohr, welches in die mit Kupfer- [880] oder Zinklösung gefüllten Zuleitungsgefässe umgestürzt ist, alle Erscheinungen des äusseren secundären Widerstandes, zwar langsam, aber in vollkommener Ausprägung und in grösstem Maassstabe, auftreten. Dabei bildet sich in dem Rohr, vom Eintrittsende her, ein mit der Dauer der Schliessung bis zu einer gewissen Grenze fortschreitendes Gerinnsel, das der Sitz des secundären Widerstandes ist, da der Strom sich hebt wenn es entfernt wird. In das Austrittsgefäss verbreitet sich kein entsprechendes Gerinnsel. Mit Kochsalzlösung bleibt der Strom beständig.

§. IX. Vom äusseren secundären Widerstande bei Zuleitung des Stromes durch metallische Elektroden.

Ehe wir eine Erörterung dieser Thatsachen versuchen, wird es zweckmässig sein, unsere Versuche auch noch dahin abzuändern, dass wir den Strom dem Eiweiss statt durch Elektrolyte, durch metallische Elektroden zuführen, um zu sehen, ob sich dabei gleichfalls secundärer Widerstand nachweisen lasse. Es wird darauf ankommen, ob wir in dieser Bemühung nicht durch die Polarisation allzusehr gehemmt werden, die, wenigstens bei den negativeren Metallen, jetzt auch gegen die elektromotorische Kraft der zwanziggliederigen Grove'schen Säule nicht mehr verschwinden dürfte.

Bringt man einen Eiweisscylinder mit seinen beiden Grundflächen

zwischen Platinelektroden, die mit dieser Säule verknüpft sind, so sinkt unter lebhafter Gasentwickelung die Stromstärke rasch auf einen kleinen Bruchtheil ihrer Grösse, während sich am Austrittsende ein Kegel in der oben S. 105. 106 beschriebenen Art ausbildet, der aber hier eine eigenthümliche Beschaffenheit hat. Er besteht nämlich aus einer durchsichtigen, von vielen (Wasserstoff-) Blasen erfüllten, äusserst weichen Masse, die wie hartgesottenes Kiebitzeiweiss aussieht, und aussen und innen stark alkalisch reagirt. Am Eintrittsende bewahrt das Eiweiss sein porzellanartiges Ansehen und fühlt sich härter an als in der Mitte, wo es unverändert bleibt; die harten Theile reagiren lebhaft sauer. Eine Würgung findet nicht statt. Legt man die Wippe um, so geht der Strom zuerst in einem Sprunge, dann aber so langsam in die Höhe, dass es ganz so aussieht, als habe man [881] es mit dem Verschwinden secundären Widerstandes zu thun. Auf der Höhe verweilt der Strom nur einen Augenblick und sinkt dann wieder, und dieser Vorgang wiederholt sich so oft wie man die Strömungsrichtung ändert, ohne dass auch bei langer Dauer des Stromes in der der ursprünglichen entgegengesetzten Richtung, der Eiweisscylinder seine Gestalt wieder annähme, geschweige ein Kegel am neuen Austrittsende sich bildete.

Sind die Platinoberflächen nur klein, wie es der Fall ist, wenn man Platindrähte als Elektroden einer fünf- bis zwanziggliederigen Säule in das Eiweiss einsticht, so verlaufen die Erscheinungen, was die Schwankungen der Stromstärke betrifft, ähnlich, nur dass das langsame Wachsen nach dem Umlegen vermisst wird. Es fragt sich, ob dies Wachsen hier auf secundären Widerstand zu deuten sei. Es könnte nämlich auch dadurch, dass sich der Polarisationsstrom plötzlich, statt sich vom ursprünglichen Strom abzuziehen, dazu hinzufügt, des letzteren thermische Wirkung wachsen, und den Widerstand des Eiweisses herabsetzen. Inzwischen ist erstens die Schwächung des Stromes zu beträchtlich, um sie allein der Polarisation zuzuschreiben, zweitens der positive Ausschlag beim Umlegen nicht so gross, wie er sein müsste, wenn diese Schwächung allein von Polarisation herrührte. Drittens endlich zeigt sich, dass auch hier das Eintrittsende eine besondere Rolle bei der Schwächung des Stromes spielt, indem dem Abschneiden des zeitigen Eintrittsendes stets eine ungleich grössere Hebung des Stromes folgt als dem des zeitigen Austrittsendes. Hat man Platindrähte als Elektroden des geschwächten Stromes im Eiweiss stecken, und zieht man die Kathode heraus um sie wo anders einzustechen, so bleibt Alles beim Alten. Verfährt man ebenso mit der Anode, so erreicht der Strom auf Augenblicke seine ursprüngliche Grösse wieder. Dies zeigt um so sicherer, dass es sich hier um äusseren secundären Widerstand, und nicht um Polarisation handelt, als bei der Polari-

sation es bekanntlich gerade umgekehrt die Kathode ist, deren Erschütterung die Stromstärke wieder belebt.[1] [882]

Mit Zinkelektroden folgt auf das Umlegen der Wippe, nachdem der Strom bis auf einen kleinen Bruchtheil geschwunden ist, keine Hebung der Stromstärke, sondern räthselhafterweise erneutes Sinken. Bei abermaligem Umlegen der Wippe (zur ursprünglichen Richtung) geht der Strom plötzlich in die Höhe bis etwa zu seiner anfänglichen Stärke, sinkt aber bald wieder eben so tief wie das erstemal. Ein drittes Umlegen hat wieder erneutes Sinken, ein viertes rasches Emporsteigen zur anfänglichen Höhe zur Folge, und so fort mit jedem ungeraden und jedem geraden Umlegen. Die äusseren Erscheinungen am Eiweisscylinder sind dabei dieselben wie mit dem Platin, der Kegel schien mir aber in derselben Zeit noch rascher zu wachsen als dort. Verquicktes Zink verhielt sich wie unverquicktes, Kupfer anfangs wie Zink, später mehr wie Platin.

Hier schliessen sich einige Wahrnehmungen verwandter Natur an Bäuschen, statt an Eiweiss, an. Auf ein Kupferelektrodenpaar bringe man Bäusche mit gesättigter schwefelsaurer Kupferlösung getränkt, und verbinde sie mittels Fliesspapierstreifen, die mit derselben Lösung getränkt sind; oder man treffe die gleiche Anordnung mit verquicktem Zink und Zinklösung. In beiden Fällen glaubt man alle Bedingungen für die Beständigkeit des Stromes erfüllt zu haben. Mit nichten; bei zwanzig Gliedern im Kreise fast augenblicklich, noch bei fünf nach nicht allzulanger Zeit sieht man den Strom plötzlich bis auf einen kleinen Rest verschwinden. Legt man um, so stellt er sich im Nu wieder her, ohne dass langsames Wachsen folgt, und das Sinken beginnt von Neuem, früher oder später, je nach der Stromstärke. Aehnlich wirkt Oeffnen des Kreises während einiger Minuten. Die Besichtigung der Elektroden lehrt übrigens, dass der galvanoplastische Process nicht ordentlich von statten geht. Bei gleicher Stärke des Stromes ist seine Unbeständigkeit um so grösser, je kleiner die Elektroden, je trockener die Bäusche und je fester sie den Elektroden anliegen. Nicht einmal wenn man die Elektroden mit darauf gebundenen Bäuschen in Gefässe taucht, die ein Schliessungsrohr überbrückt, oder wenn nur der einen ein Bausch anliegt, wird der Strom beständig. Nur der Theil des Stromes verhält sich so, der von den frei umspülten Kanten u. s. w. beider Metallplatten ausgeht. [883]

Man sieht leicht, wie gefährlich diese Erscheinung in manchen Versuchen werden kann, wenn man nicht darauf vorbereitet ist. Dass es sich dabei im Wesentlichen nicht um Polarisation handelt, geht abermals

---

1 Die Literatur hierzu s. in meinen Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 212.

aus dem Betrage der Stromschwächung und der beim Umlegen stattfindenden positiven Wirkung hervor, dann aber, in diesem Fall, auch noch daraus, dass dieselben Elektroden, von denselben Elektrolyten frei umspült, überhaupt keine hier in Betracht kommende Ladung annehmen. Die Erscheinung beurkundet sich vielmehr als dem Gebiete des secundären Widerstandes angehörig dadurch, dass man durch verstärkten Druck auf den Eintritts-, nicht auf den Austrittsbausch, die Stromstärke auf Augenblicke wiederherzustellen vermag.

§. X. Zur Theorie des äusseren secundären Widerstandes.

Dies sind die wichtigsten Thatsachen, die ich über den äusseren secundären Widerstand ermittelt habe. Eine sichere Deutung dieser Erscheinung darauf zu gründen, muss ich mich leider zur Zeit noch bescheiden.

Klar ist zunächst, dass der Unterschied im Verhalten des Ein- und Austrittsendes, wie er beim Eiweiss, dem Knorpel u. s. w. zwischen Kupfersalzbäuschen sich uns dargeboten hat, zu bringen ist auf Rechnung jener überführenden, oder, wie ich sie gern nenne, kataphorischen Wirkung des Stromes, deren Bedeutung in diesem Gebiete mit jedem Tage wächst, seit Hr. Wiedemann sie der Vergessenheit entriss und ihre Gegenwart überall da wahrscheinlich machte, wo der elektrische Strom in Capillar-Aggregaten eingeengte Elektrolyte ergreift.[1] Sobald der Strom begonnen hat, von Bausch zu feuchtem porösen Körper, von diesem zu Bausch überzugehen, reisst er auch die Flüssigkeiten darin mit sich, und treibt die Kupferlösung des Eintrittsbausches in das Eiweissprisma oder das Stück Rippenknorpel, das Wasser oder den Saft aus diesem in den Austrittsbausch hinein.

Es scheint beim ersten Blick, als müsse die Folge hiervon gerade das Umgekehrte vom äusseren secundären Widerstande [884] sein. Man sollte meinen, das mit der besserleitenden Kupferlösung durchdrungene Eintrittsende, und somit der ganze feuchte poröse Körper, müsse an Widerstand verlieren.

Es giebt aber noch etwas anderes zu bedenken. Die verschiedenen Elektrolyte unterliegen der Fortführung im Strome bekanntlich um so mehr, je schlechter sie leiten. Die Feuchtigkeit im Eiweiss wird also schneller nach dem Austrittsbausch zu wandern, als die Kupferlösung

[1] [Hr. G. Quincke hat seitdem über diese Erscheinung, wie auch über das von Hrn. Jürgensen entdeckte reciproke Phänomen (s. unten §. XII) folgenreiche Untersuchunge nangestellt.]

darin ihr Platz machen kann. Daher rührt die kegelförmige Anschwellung am Austrittsende, welche um so grössere Dimensionen annimmt, je länger der Strom, wie dies beim Kochsalz u. s. w. der Fall ist, ungeschwächt, oder gar durch die von ihm selber ausgehende Erwärmung des Eiweisses verstärkt, seine kataphorische Wirkung übt. Ebenso wird die Eiweissfeuchtigkeit das Eintrittsende schneller räumen, als die Kupferlösung aus dem Eintrittsbausch ihr folgen kann. Daher muss hier, an der Grenze beider Flüssigkeiten, eine an Wasser verarmte und deshalb geschrumpfte und hornig verhärtete Stelle entstehen, die sich aussen als Würgung bemerklich macht. Die Würgung muss, wie die Erfahrung lehrt, mit der Dauer des Stromes an Tiefe und Breite zunehmen, denn mit dieser Dauer muss der Vorsprung wachsen, den die Eiweissfeuchtigkeit vor der Kupferlösung gewinnt. Aber auch die Eiweissstrecke zwischen der Grundfläche und dieser Stelle muss, ganz wie wir es gefunden haben (s. oben S. 104), härter erscheinen als eine durch Diffusion entstandene, weil das Wasser aus dem Eiweiss vertrieben wurde, ehe die gesättigte Lösung eindrang, welche das Eiweiss nicht wie Wasser aufzuweichen vermag.

So weit scheint Alles deutlich, und was liegt näher, als folgendermaassen weiter zu schliessen. Die an Wasser verarmte Strecke muss nothwendig fast nichtleitend werden, und wirklich haben wir darin den eigentlichen Sitz des secundären Widerstandes erkannt. Die Würgung scheint also selber daran Schuld zu sein, dass sie nicht weiter vorschreitet, sondern auf einer gewissen Stufe der Ausbildung und in einer gewissen Entfernung vom Eintrittsende stehen bleibt. Dies geschieht, wenn der Strom dadurch so geschwächt ist, dass er den Widerstand nicht mehr zu überwinden vermag, der sich der Bewegung der Flüss- [885] igkeiten im Eiweiss entgegenstellt. Je kleiner übrigens der Querschnitt des Eiweissprisma's am Eintrittsende, um so schwächere Ströme werden dem Wasser über die Kupferlösung einen Vorsprung von gegebener Grösse verschaffen, oder in um so kürzerer Zeit wird bei gleicher Stromstärke der gleiche Vorsprung erreicht werden. Hört der Strom auf, so zieht das getrocknete Eiweiss rasch wieder Feuchtigkeit an. Darauf beruht die theilweise Wiederherstellung des Stromes durch das Oeffnen der Kette. Legt man die Wippe um, so wird die ausgedörrte Scheibe durch die mit dem Strome wiederkehrende Feuchtigkeit des Eiweisses bewässert, und der Strom geht schneller und viel weiter in die Höhe, ohne jedoch ganz die ursprüngliche Stärke wiederzuerlangen (s. oben S. 88. 103): denn in der That verändert die Würgung am alten Eintrittsende ihr Aussehen nur wenig unter dem Einfluss des umgekehrten Stromes, während man sofort eine solche auch an Stelle der früheren Anschwellung am alten Austritts-, dem neuen Eintrittsende, entstehen sieht.

Mit dieser Theorie stimmt es zwar, dass mit Salzlösungen getränkte balkenförmige Bäusche, als feuchte poröse Körper zwischen die Zuleitungsbäusche gebracht, keinen secundären Widerstand zeigen, insofern jene Lösungen etwa ebenso schnell wandern mögen, wie die Kupferlösung der Zuleitungsbäusche. Die neutrale chromsaure Kalilösung machte hiervon eine Ausnahme (s. oben S. 87); man müsste aber, um diesen Fall gehörig zu beurtheilen, erst noch mehr Versuche mit Lösungen angestellt haben, die mit Kupferlösung einen Niederschlag geben. Dagegen passt es entschieden nicht zur Theorie, dass geschlämmter Sand (s. oben S. 85) und Modellirthon keinen secundären Widerstand annehmen, dass letzterer, ohne eine Spur davon zu zeigen, die Kupferlösung mit der Zeit zu einem anderen feuchten porösen Körper, etwa Eiweiss, durch sich hindurch lässt, wo dann secundärer Widerstand erscheint. Auch passt es nicht dazu, dass das flüssige Eiweiss, oder vielmehr das darin durch die Metallsalzlösung erzeugte Gerinnsel, secundären Widerstand giebt. Das Fortschreiten der Gerinnung im Rohr vom Eintrittsende her hat man sich dabei wohl so zu denken, dass ursprünglich an der Berührungsfläche des Eiweisses mit der Metallsalzlösung eine Schicht gerinnt, in der dann die kataphorische Wirkung vor [886] sich geht. Weshalb nicht dasselbe auch am Austrittsende stattfinde, muss im Dunkel bleiben. Wie dem auch sei, man würde sich hier vergebens, scheint es, nach den Bedingungen umsehen, auf die wir die Theorie des äusseren secundären Widerstandes gegründet haben.

Und wirklich, wie wohlgelungen sie auch beim ersten Anblick sich ausnehmen mochte, in der Form, wie sie hingestellt wurde, ist die Theorie unhaltbar. Liessen auch jene beiden Schwierigkeiten sich wegerklären, sie fällt rettungslos vor der Thatsache, dass es mehrere Flüssigkeiten giebt, welche besser leiten und daher langsamer wandern als Kupferlösung, und welche keinen secundären Widerstand geben, wohl aber die Würgung; und dass es umgekehrt eine Flüssigkeit giebt, die Höllensteinlösung, bei der, trotz dem sehr starken secundären Widerstande, die Würgung vermisst wird. Die Würgung kann also ohne secundären Widerstand, und dieser kann ohne jene bestehen. Da aber die Würgung, wo sie mit secundärem Widerstande zusammen vorkommt, sich als dessen eigentlicher Sitz erweist, so muss sie gleichwohl irgendwelche Beziehung dazu haben. Die Frage scheint nur zu sein, weshalb die Würgung bei gewissen Flüssigkeiten nichtleitend werde, bei anderen nicht.

Eine Musterung der Flüssigkeiten, welche secundären Widerstand geben und versagen, führt in dieser Hinsicht zu keinem Ergebniss. Einen Augenblick glaubte ich, die Flüssigkeiten der letzteren Art seien vor denen der ersteren, wie die Kochsalzlösung vor der Kupferlösung, allgemein

durch grössere Wassergier ausgezeichnet, und ich dachte mir den Zusammenhang so, dass, wo kein secundärer Widerstand stattfinde, die durch den Strom getriebene Feuchtigkeit des Eiweisses die Lösung nach sich ziehe, und deshalb die Würgung immer hinreichend gut leite. Allein erstens giebt auch eine verdünnte Kochsalzlösung keinen secundären Widerstand, obschon sie noch immer viel besser leitet, oder langsamer wandert, als die Eiweissfeuchtigkeit, während ihre Wassergier nur noch gering sein kann; für's Zweite hat, bei grösserer Vervielfältigung der Versuche, die Vertheilung der Flüssigkeiten in solche die Widerstand geben und die ihn versagen, überhaupt nicht mehr [887] deren kleinerer und grösserer Wassergier entsprochen, wie denn unter die ersteren Flüssigkeiten auch die so höchst wassergierige Chlorzinklösung zu stehen gekommen ist.

Eine andere Bemerkung ist vielleicht thatsächlich besser begründet, allein für das Verständniss ist damit nichts gewonnen. Die Sternchen bezeichnen nämlich unter den oben S. 107 angeführten Flüssigkeiten die, welche in dem filtrirten Hühnereiweiss einen undurchsichtigen Niederschlag bewirken. Wie man sieht, sind merkwürdigerweise alle Flüssigkeiten, welche secundären Widerstand geben, solche, welche das Eiweiss fällen; doch stehen auch einige Flüssigkeiten der Art in der Reihe derer, welche secundären Widerstand versagen. Ich vermag keine Hypothese zu ersinnen, wodurch das Vermögen einer Flüssigkeit, das Hühnereiweiss undurchsichtig zu fällen, verknüpft würde mit dem, in Berührung mit dem geronnenen Eiweiss unter dem Einfluss des Stromes secundären Widerstand zu erzeugen. Um zu ermitteln, ob wirklich eine solche Beziehung stattfinde, würden vielleicht ähnliche Versuchsreihen mit Glutin und Chondrin einen Weg abgeben.

Was die Erscheinungen bei Anwendung metallischer Elektroden betrifft, so kann man die Unbeständigkeit des Stromes, wenn unpolarisirbare Elektroden nicht frei von dem Elektrolyten umspült sind, sondern dieser in den Capillarräumen eines Bausches seiner Beweglichkeit beraubt ist, zwar zunächst so auffassen, als verschliesse sich der Strom gleichsam selber die Thüre durch seine kataphorische Wirkung, indem er die an die Anode grenzende Lage des Bausches austrockne. Damit stimmt es, dass Anpressen des Bausches an die Anode den Strom auf Augenblicke wiederherstellt. Unerklärt bleibt aber dabei, dass der Strom auch unbeständig ist, wenn nur der Kathode ein Bausch anliegt. Man kann nur muthmaassen, dass dabei Aehnliches vorgeht, wie wenn bei frei umspülten Elektroden deren eingetauchte Fläche zu klein im Verhältniss zur Stromstärke ist. Bei dem Eiweiss wird der Vorgang noch dadurch verwickelt, dass die von der Zersetzung der Salze des Eiweisses stammen-

den Anionen und Kationen sich in's Spiel mischen, wie sich dies in der Beschaffenheit des Ein- und Austrittsendes ausspricht. Dass die kegelförmige Anschwellung sich hier nicht durch Umlegen der [888] Wippe von dem alten an das neue Eintrittsende verlegen lässt, rührt gewiss davon her, dass die alkalische Flüssigkeit nicht mehr hinlänglich der kataphorischen Wirkung gehorcht. Die Unregelmässigkeiten, welche die positiveren Metalle zeigen, bleiben vollends räthselhaft.

Unter solchen Umständen gebrach es mir vor der Hand an jedem Fingerzeig, um diese Untersuchung zu gutem Ende zu führen, und ich habe um so mehr geglaubt, sie auf sich beruhen lassen zu dürfen, als mit der Einsicht, dass der äussere secundäre Widerstand auf rein örtlicher Wirkung an der Grenze der zuleitenden Theile der Vorrichtung und der feuchten porösen Körper beruht, die Erscheinung überhaupt das allgemeine Interesse eingebüsst hat, das ihr anfangs zuzukommen schien. Nun löst sich das Problem, welches sich uns darin darbot, zu ebenso vielen Einzelaufgaben mehr untergeordneter Art auf, wie sich Zusammenstellungen von Elektrolyten denken lassen, womit man die Bäusche und den porösen Körper tränken kann. Es ziehen uns unter diesen Aufgaben nur noch diejenigen an, deren Behandlung verspricht, zugleich die Bedingungen der elektrophysiologischen Versuche unmittelbar aufzuklären. Ich habe mich deshalb auch nicht weiter bemüht, die Art und Weise zu zergliedern, wie der äussere secundäre Widerstand am Eintrittsende anderer feuchter poröser Körper entsteht.

Nur über den äusseren secundären Widerstand, den mit verdünnter Schwefelsäure getränkte Bäusche zwischen den gewöhnlichen Zuleitungsbäuschen annehmen (s. oben S. 87), habe ich noch Versuche angestellt. Ich dachte mir nämlich, im Sinn obiger Theorie, dass hier, wo der Elektrolyt im feuchten porösen Körper besser leitet, also langsamer wandert, als der in den Bäuschen, der äussere secundäre Widerstand seinen Sitz statt am Eintritts- vielmehr am Austrittsende haben werde. Ich führte deshalb den Strom der Säule einem balkenförmigen Schwefelsäure-Bausch durch Keilbäusche zu, und rückte, nachdem der Strom sich selber so stark wie möglich geschwächt hatte, bald den Eintritts-, bald den Austrittsbausch, und zwar deren jeden bald nach Innen, bald nach Aussen von der Stelle. Das Verrücken beider Bäusche nach Aussen brachte eine Schwächung, das Verrücken beider nach Innen eine Verstärkung des Stromes [889] hervor, allein die Stromveränderung, welche dem Verrücken des Eintrittsbausches entsprach, übertraf in beiden Fällen die, welche dem des Austrittsbausches folgte. Jene Voraussicht fand sich also nicht bestätigt, und auch hier erscheint, wie schon oben S. 89 gezeigt wurde, das Eintrittsende als Sitz des secundären Widerstandes. Inzwischen ist

wohl der Vorgang hier ein ganz anderer als beim Eiweiss. Offenbar hatte der Schwefelsäurebausch in der ganzen Umgebung des Eintrittsbausches, d. h. auch nach Aussen davon, wo gar kein Strom hingelangt, grösseren Widerstand angenommen, als in der des Austrittsbausches. Ich vermuthe, dass dies von der thermischen Wirkung des Stromes herrührt. Der ganze Bausch wird nämlich sehr heiss, und man sieht demgemäss den Strom anfangs stets erst eine Zeit lang ansehnlich wachsen, bis die Stromabnahme erfolgt, die wir als Entwickelung äusseren secundären Widerstandes aufgefasst haben. Das vom Eintrittsbausch aus in den Schwefelsäurebausch eindringende Kupfersalz krystallisirt dort aus, verklebt die Lagen des Bausches mit einander und überzieht seine Oberfläche mit einem weisslichen Anfluge. Dies trockene Salz scheint es mir zu sein, welches den äusseren secundären Widerstand im Fall des Schwefelsäurebausches bedingt.

Ob der oben S. 105 erwähnte muthmaassliche Temperaturunterschied des Ein- und Austrittsendes nicht vielleicht auch eine Rolle bei Erzeugung des äusseren secundären Widerstandes spiele, muss ich dahingestellt sein lassen.

§. XI. Noch Einiges über den inneren secundären Widerstand.

Wir sind jetzt aller Wahrscheinlichkeit nach in den Stand gesetzt, unserer Kenntniss des inneren secundären Widerstandes noch Einiges hinzuzufügen. Das Mittel dazu wird uns in Aussicht gestellt durch die Entdeckung der Möglichkeit, feuchten porösen Körpern den Strom zuzuführen, ohne dass äusserer secundärer Widerstand sich einmische. Beim Eiweiss wird dies, wie wir gefunden haben, dadurch erreicht, dass man es von der Kupferlösung der Zuleitungsbäusche durch Kochsalz-Hülfsbäusche trennt. Es steht aber zu vermuthen, und findet sich glücklicherweise bestätigt, dass dieselbe Anordnung uns auch in Be- [890] zug auf ähnliche feuchte poröse Körper den gleichen Dienst leisten werde.

Bringt man zwischen jene Hülfsbäusche ein Prisma aus einer gekochten Kartoffel geschnitten, oder einen gekochten Begoniastiel, so zeigt sich in der That, dass der äussere secundäre Widerstand beseitigt ist. Die Ablenkung erscheint wegen der thermischen Wirkung des Stromes in stetigem Wachsen begriffen, und erreicht erst spät einen beständigen Werth. Legt man um, so kommt das Scalenbild sehr nahe in derselben Lage, meist in etwas grösserer Ablenkung, wieder zur Ruhe; langsames Wachsen findet nicht statt. Stellt man den gleichen Versuch mit den frischen Gewebetheilen an, so sinkt die Ablenkung sofort, und nähert

sich allmählich einer unteren Grenze, wie vorher einer oberen. Dem Umlegen folgt langsames Wachsen bis zu einem gewissen Punkte, dann erneutes Sinken, u. s. w. Es ist kein Grund vorhanden, anzunehmen, dass an der Grenze der frischen Pflanzengewebe und der Kochsalzlösung sich secundärer Widerstand einstelle, wenn dies nicht mit den gekochten der Fall ist. Ueberdies lässt sich dessen Ausbleiben so darthun, dass man den Strom durch Keilbäusche zuführt und zeigt, wie das Verrücken weder des Ein- noch des Austrittsbausches anders auf die Stromstärke wirke, als durch Veränderung der Länge der zwischen beiden begriffenen Strecke. Die Schwankungen, die der Strom in den frischen Pflanzengeweben zwischen Kochsalzlösung zeigt, sind also nur zu erklären durch einen inneren secundären Widerstand dieser Gewebe, dessen Dasein somit versprochenermaassen (s. oben S. 95) noch auf einem vierten Wege beglaubigt ist.

Bei dieser Versuchsweise hat man Gelegenheit zu bemerken, was wegen des äusseren secundären Widerstandes früher nicht sicher anging, dass die Schwankungen des Stromes in Folge des inneren secundären Widerstandes, je länger man sie beobachtet, um so kleiner werden.

Jetzt kann es keine Schwierigkeit mehr haben, die Frage nach dem Einfluss der Stromdichte auf diesen Widerstand, die uns oben S. 99 ff. vergeblich beschäftigte, zu erledigen. Man braucht dazu nur zwischen die Kochsalz-Hülfsbäusche abwechselnd ein Kartoffelprisma von grossem, und ein solches von kleinem [891] Querschnitt zu bringen, indem man zugleich dafür sorgt, dass die ursprüngliche Stromstärke in beiden Fällen die gleiche, oder mit dem dickeren Prisma etwas grösser sei als mit dem dünneren. Fallen alsdann die Schwankungen der Stromstärke mit dem dickeren Prisma absolut kleiner aus als mit dem dünneren, so kann dies nur daher rühren, dass der dichtere Strom in letzterem einen stärkeren inneren secundären Widerstand entwickelt. Ich habe diesen Erfolg mehrmals deutlich beobachtet, wobei ich es bequem fand, gewissermaassen als Rheostat, um damit die Stromstärke beständig zu erhalten, einen Stab aus Modellirthon zwischen Bäuschen im Kreise zu haben, dessen Dimensionen sich leicht jeden Augenblick ändern lassen.

Wie schon oben S. 95 bemerkt wurde, ist gegen den bis jetzt gelieferten Beweis der Abwesenheit des inneren secundären Widerstandes in vielen feuchten porösen Körpern einzuwenden, dass dieser Beweis mittels eines Stromes geführt wurde, der durch den äusseren secundären Widerstand sehr geschwächt war. Immer würde ein bedeutender Unterschied in dieser Beziehung zu Gunsten der frischen Pflanzengewebe bestehen bleiben. Denn diese Gewebe leiten um so viel schlechter als z. B. das Eiweiss, dass der durch den äusseren secundären Widerstand auf das

Aeusserste geschwächte Strom in einem Eiweissprisma noch immer grössere Dichte besitzt als in einem Kartoffelprisma von gleichen Maassen. Allein es wäre möglich, dass mit Kochsalz-Hülfsbäuschen sich jetzt Spuren des inneren secundären Widerstandes da entdecken liessen, wo sie mit den Kupfersalz-Zuleitungsbäuschen vermisst wurden.

Bei den gekochten Pflanzengewebetheilen ist dies indess nicht eingetroffen, und ebensowenig bei dem Eiweiss, in Bezug worauf der entscheidende Versuch sich schon oben S. 106 angestellt findet. Ist ein Eiweissprisma zwischen Kochsalz-Hülfsbäuschen dem Strom ausgesetzt, so folgt dem Umlegen der Wippe kein langsames Wachsen; also ist kein innerer secundärer Widerstand da. Dies ist nämlich die Gestalt, welche jetzt hier der Umkehrversuch annimmt, der oben S. 94. 95 als für das Dasein des inneren secundären Widerstandes entscheidend erkannt wurde, indem bei der Geringfügigkeit der inneren Polarisation das Bedenken nicht stattfand, dem wir oben S. 109, [892] wo es sich um Polarisation metallischer Elektroden handelte, allerdings Gehör geben mussten. Man kann aber auch, wenn man vollends sicher gehen will, den Umkehrversuch in seiner ursprünglichen Form beibehalten. Auf beiderlei Art habe ich mich überzeugt, dass auch unter dem Einfluss des durch äusseren secundären Widerstand ungeschwächten Stromes der zwanziggliederigen Grove'schen Säule, Sehne, Rückenmark und Muskelfleisch vom Rinde, letzteres längs der Faser sowohl als senkrecht darauf durchströmt, keinen inneren secundären Widerstand annehmen.

Nun aber erhebt sich eine Frage von wesentlichem Interesse. Die Pflanzengewebe büssen durch Kochen die Empfänglichkeit für den secundären Widerstand ein. Das todte Holz, die im Papier und der Pappe verarbeitete Pflanzenfaser nehmen keinen solchen Widerstand an. Die thierischen Gewebe, die wir bisher darauf geprüft haben, waren zwar so frisch, wie man sie aus dem Schlachthause bekommen kann, da sie aber von Warmblütern stammten, unstreitig als todt anzusehen. Es ist also die Möglichkeit da, dass thierische Gewebe, die noch im Besitz ihrer Lebenseigenschaften verharren, jenes Widerstandes fähig seien. Unterstützt wird diese Vermuthung durch die Wahrnehmung, dass Muskeln, ganz wie Kartoffeln und Begoniastiele, durch Kochen sehr an Leitungsgüte zunehmen. Obwohl es vielleicht nicht unthunlich wäre, Versuche über den inneren secundären Widerstand an lebenden Warmblütern, ja am Menschen selbst, anzustellen, habe ich mich in dieser Rücksicht bisher auf die uns zunächst angehenden Muskeln und Nerven des Frosches beschränkt.

Das beste Versuchsobject, was die Muskeln betrifft, wird durch die Gruppe der beiden ziemlich parallelfaserigen starken Muskeln des Ober-

schenkels, des Adductor magnus und Semimembranosus Cuv., geboten. Man lässt dem oberen Ende der Gruppe die Symphyse, dem unteren das obere Ende der Tibia, und spannt die Muskeln in der früher[1] von mir beschriebenen kleinen Spannvorrichtung wagerecht so stark aus, dass bei [893] Zuckungen keine in Betracht kommende Verschiebung der Muskeloberfläche an den ihr anzulegenden Kochsalz-Keilbäuschen stattfinden kann. Es ist deshalb zweckmässig, den zwischen dem Adductor magnus und dem Semimembranosus gelegenen, aus zwei kurzen Köpfen bestehenden Semitendinosus Cuv. zu entfernen. Denn wenn man den langfaserigen beiden anderen Muskeln die obenbezeichnete Spannung ertheilt, läuft man Gefahr, den Semitendinosus so stark zu spannen, dass er entweder rasch abstirbt,[2] oder gar zerreisst. Die Schneiden der Keilbäusche bekleidet man, um das Anätzen zu verhindern, mit Rücksicht auf die lange Dauer der Versuche, mit doppelten Eiweisshäutchen. Man legt der Muskelgruppe die Schneiden innerhalb der Elfenbeinplatten der Spannvorrichtung, und letzteren so nahe wie möglich an. Dazu ist es vortheilhaft, dem Keilbausch auf dem Zuleitungsbausch die umgekehrte Lage von der gewöhnlichen zu geben, wie sie Fig. 5 (s. oben S. 89) zeigt, nämlich die, wobei die Abschrägung des Keiles nicht nach der hinteren, sondern nach der vorderen Seite des Zuleitungsbausches sieht. Zwischen den Kochsalz-Keilbäuschen des Hauptstromes legt man der anderen Seite der Muskelgruppe die gleichfalls mit doppelten Eiweisshäutchen bekleideten Schneiden der mit schwefelsaurer Zinkoxydlösung getränkten Keilbäusche der Hülfskette an.

So kann man nunmehr mit den lebenden Muskeln die nöthigen Versuche anstellen, um zu erfahren, ob sich in deren Innerem secundärer Widerstand entwickele, oder nicht. Es zeigt sich, dass der Hauptstrom, abgesehen von der thermischen Verminderung des Widerstandes, beständig bleibt, er stamme von fünf oder von zehn Grove'schen Gliedern, welche hier, wegen des kleineren Querschnittes, gewiss eine gleiche Dichte erzeugen, wie zwanzig in den bisherigen Versuchen. Umlegen bringt, bei nur kleiner Gliederanzahl der Säule, einen leichten positiven Ausschlag hervor, der von innerer Polarisation herrührt, und dem kein langsames Wachsen folgt. Den Hülfsstrom findet man, unter Berücksichtigung der inneren Polarisation (s. oben S. 95. 96) und der Erwärmung der Muskeln [894] durch den Hauptstrom, nach dem Durchgang des letzteren so stark wie vorher. Nach dem Oeffnen des Hauptstromes steigt der Hülfsstrom nicht an. Ob der Hauptstrom in den Muskeln auf- oder absteige,

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 67. Taf. I. Fig. 86. 87.
[2] Ebendas. S. 70.

oder quer durch eine grössere Muskelmasse, z. B. durch die Dicke der beiden Oberschenkel, fliesse, ist für den Erfolg gleichgültig. Nach den Versuchen waren meist die Muskeln noch zuckungsfähig.

Was die Nerven betrifft, so ist man natürlich an die Ischiadnerven gewiesen. Man bereitet sich rasch deren acht, legt sie mit ihren centralen und ihren peripherischen Enden zusammen, so dass sie ein Bündel bilden, welches der Austrocknung hinreichend lange widersteht, und spannt sie wagerecht zwischen zwei an einem Glasstabe verschiebbaren, passend geformten Korkstücken aus, auf deren Oberfläche man sie mit Insectennadeln feststeckt. Dann legt man ihnen ganz wie den Muskeln die beiden Paare von Keilbäuschen an. Der Erfolg ist der nämliche, wie bei den Muskeln, nur dass die Störungen durch innere Polarisation minder fühlbar sind.

Es ergiebt sich also schliesslich, dass Muskeln und Nerven inneren secundären Widerstand im Leben so wenig wie im Tode in merklichem Grade annehmen, und die frischen Pflanzengewebetheile sind nach wie vor die einzigen feuchten porösen Körper, die ihn uns gezeigt haben.

§. XII. Was sich zur Zeit über die Natur des inneren secundären Widerstandes sagen lasse.

Es würde übrig bleiben über die Natur der Erscheinung, wenn es angeht, eine Vermuthung aufzustellen. Leider sind uns die Flügel hier noch viel mehr als beim äusseren secundären Widerstande beschnitten.

Zunächst nämlich ist zu bemerken, dass das Mikroskop in den dem Strome der zwanziggliederigen Grove'schen Säule unterworfenen Pflanzengeweben durchaus keine Veränderung zeigt, die als Ursache des secundären Widerstandes zu deuten wäre. Ich habe vergeblich danach gesucht bei der Kartoffel, der Mohrrübe, der Petersilienwurzel und dem Begoniastiel. Das Einzige, was sich darbietet, ist gelegentlich die merkwürdige, von Hrn. Jürgensen beschriebene Bewegung fester Theilchen in der
[895] dem Strom entgegengesetzten Richtung.[1] Ich habe diese namentlich in sehr auffallender Weise an den Stärkekörnchen im Inneren der Kartoffelzellen gesehen, welche, wo sie hinreichend lose lagen, mit der vollkommensten Regelmässigkeit, sobald der Strom geschlossen wurde, sich an die Eintrittswand drängten, sobald er umgelegt wurde, sich nach der neuen Eintrittswand begaben, kurz mit der Wippe, so zu sagen, hin und her pendelten; so dass man so gewiss, wie aus der Ablenkung der

---

[1] Reichert's und du Bois-Reymond's Archiv für Anatomie und Physiologie u. s. w. 1860. S. 673.

Magnetnadel, die Richtung des negativen Stromes aus seiner anaphorischen Wirkung auf die festen Theilchen würde bestimmen können.

Hier also gebricht es uns von vorn herein an jedem Anhaltspunkt, um daran eine Erklärung der Erscheinung zu knüpfen. Man kann nun zwar leicht mehrere Vermuthungen darüber aufstellen, wie der Strom innerhalb eines feuchten porösen Körpers einen Widerstand hervorrufen könne. Man kann sich z. B. den inneren secundären Widerstand als in dem nämlichen Verhältniss zur inneren Polarisation denken, wie den Uebergangswiderstand an der Grenze metallischer Elektroden zur Polarisation dieser letzteren. Ich erwähne diese Hypothese nur, weil sie mich zu einer Zeit, wo ich noch nicht im Stande war ihre Unhaltbarkeit zu durchschauen, zu einem Versuch veranlasste, dessen nutzlose Wiederholung, wenigstens in derselben Form, ich gern Anderen ersparen möchte.

Ich tränkte eine ansehnliche Masse Platinschwamms, deren Benutzung ich der Güte des Hrn. Dr. Quincke verdankte, mit destillirtem Wasser, ferner Holzkohle mit derselben Flüssigkeit oder mit Kochsalzlösung, setzte sie in passender Weise einem starken Strom aus, in dessen Kreise sich die Bussole befand, und versuchte ob es gelingen werde, beim Umkehren des Stromes in den feuchten porösen Körpern, langsames Wachsen der Stromstärke zu beobachten. Dies wäre unter gewissen Voraussetzungen zu deuten gewesen auf Verschwinden des Uebergangswiderstandes, und hätte für das Dasein eines solchen einen mehr unmittelbaren Beweis abgegeben, als die bisher vorhandenen. [896] Ich bekam aber mit Sicherheit nichts zu sehen, als die gewaltigen Wirkungen der gewöhnlichen Polarisation.

Jene Hypothese scheitert, wie jetzt leicht ersichtlich, erstens an dem Mangel an Proportionalität zwischen innerer Polarisation und innerem secundären Widerstande, zweitens daran, dass dieser Widerstand bis jetzt nur am frischen Pflanzengewebe beobachtet ist. Letzterer Umstand bricht überhaupt den Stab allen solchen Vermuthungen hinsichtlich des inneren secundären Widerstandes, die auf beliebige, mit Elektrolyten getränkte Capillar-Aggregate passen. Es ist vielmehr klar, dass es hier zunächst einer Annahme bedarf, wodurch wenigstens diese Art feuchter poröser Körper vorweg ausgeschlossen werde. Eine solche Annahme würde jetzt z. B. sein, dass der innere secundäre Widerstand auf der häufigen Wiederholung der Bedingungen des äusseren secundären Widerstandes im Inneren eines Körpers beruhe, insofern man nämlich als allgemeinste Vorbedingung des äusseren secundären Widerstandes irgend welche Discontinuität der Leitung hinstellen kann. Allein es möchte schwer sein, in den frischen Pflanzengeweben eine sich oft wiederholende Discontinuität der Leitung zu entdecken, welche sich erstens auch nur einigermaassen dem vergleichen

liesse, was wir zur Erzeugung des äusseren secundären Widerstandes als nöthig erkannt haben, und welche sich zweitens nicht auch in den des inneren secundären Widerstandes unfähigen Thiergeweben nachweisen liesse.

Der Fingerzeig endlich, den man darin hätte sehen können, dass die Pflanzengewebe, wenn sie durch Kochen die Fähigkeit einbüssen, inneren secundären Widerstand anzunehmen, zugleich besser leitend werden, hat seine Bedeutung dadurch verloren, dass auch die Muskeln durch Kochen an Leitungsgüte gewinnen, ohne darum im Zustande des Lebens inneren secundären Widerstandes fähig zu sein.

§. XIII. Anwendung der Erfahrungen über den secundären Widerstand auf die elektrophysiologischen Versuche.

Doch kümmert uns der schlechte Erfolg dieser theoretischen Bemühungen für jetzt nicht. Für uns ist, was den secundären Widerstand betrifft, Alles damit gewonnen, dass wir die Muskeln [897] und Nerven von dem Verdacht gereinigt haben, damit behaftet zu sein. Es wäre dadurch, bei unzähligen Gelegenheiten, den thierisch-elektrischen und elektrischen Reiz-Versuchen eine Verwickelung mehr aufgebürdet worden, welcher wir nun glücklich überhoben sind.

Um so mehr Beachtung verdient bei manchen dieser Versuche der äussere secundäre Widerstand. Gleich den todten Geweben der Warmblüter sind die lebenden Muskeln und Nerven des Frosches dafür empfänglich; ja die Kleinheit der Flächen, die sie stets nur der Berührung bieten, lässt sie sogar in hohem Grade so erscheinen.

Wird der Strom von zehn bis zwanzig Grove'schen Gliedern durch mit schwefelsaurer Kupferoxydlösung getränkte Keilbäusche der wie oben S. 119 aufgestellten Muskelgruppe zugeführt, so findet man ihn fast unmittelbar nach der Schliessung in raschem Sinken begriffen, und es bleibt zuletzt nur wenig davon übrig. Wo der Eintrittsbausch den Muskeln anlag, bemerkt man eine blaugrüne, verhärtete Stelle, die der Würgung beim Eiweiss entspricht. Eiweisshäutchen wie Thonschilder sind unvermögend dem Sinken Einhalt zu thun. Unter dem Einfluss des Stromes durchdringt das Salz bald den Thon, die Eiweisshäutchen aber werden, wie sich erwarten liess, selber ein Sitz secundären Widerstandes. Rückt man am Austrittsbausch, oder entfernt man dessen Eiweisshäutchen, so bleibt Alles beim Alten. Rückt man am Eintrittsbausch, so erfolgt eine Hebung der Stromstärke, jedoch nur um einen Theil des Verlustes, den sie durch Entwickelung des secundären Widerstandes erlitt. Ihren ursprünglichen Werth erlangt sie erst wieder, mit anderen Worten, der übrige Theil des secundären Widerstandes wird erst beseitigt, wenn man

den Eintrittsbausch, indem man ihn verrückt, zugleich von seinen Eiweisshäutchen befreit.

Noch mit nur drei GROVE'schen Gliedern erfolgen diese Erscheinungen, nur minder scharf ausgeprägt, langsamer verlaufend, und nicht selten in der Art unregelmässig, dass nur wenn der eine Bausch dem Strome zum Eintritt dient, secundärer Widerstand erscheint, bei der anderen Richtung nicht, ein Verhalten, welches wir beim Eiweiss künstlich zu erzeugen vermochten (s. oben S. 103). Mit zwei Gliedern sind nur noch Spuren [898] vom secundären Widerstande da, mit einer einfachen Kette ist der Strom beständig, wenn man von der inneren Polarisation absieht.

Ganz ähnliche Erfolge beobachtet man an den Nerven; wenn sie gleiche Länge mit den Muskeln haben, wegen ihres geringeren Querschnittes, trotz der kleineren Berührungsflächen, jedoch erst bei grösserer Gliederzahl der Säule. Endlich die schwefelsaure Zinkoxydlösung verhält sich auch hier, wie wir dies schon beim Eiweiss erfahren haben, gleich der Kupferlösung.

Aus diesen Thatsachen fliesst die wichtige Regel, dass wenn man Muskeln oder Nerven beständige Ströme von einiger Stärke zuzuführen wünscht, man bei Gefahr, secundären Widerstand zu erwecken, und ganz abgesehen von der der Anätzung, die thierischen Theile nicht unmittelbar mit der Metallsalzlösung der unpolarisirbaren Combination berühren darf, deren man sich zur Zuleitung bedient. Ebensowenig darf man sich den mit solchen Lösungen getränkten Bäuschen anvertrauen, nachdem sie mit Eiweisshäutchen bekleidet sind. Nicht einmal auf die von Hrn. PFLÜGER[1] angegebenen Eiweissröhren in der Form, wie er sie angewendet hat, dürfte unbedingter Verlass sein. Das Gerinnsel, welches sich an der Grenze des Eiweisses und der Metallsalzlösung bildet, kann, wie wir oben S. 108 gesehen haben, der Sitz eines sehr ansehnlichen secundären Widerstandes werden.

Durch diesen Umstand würde die Anwendbarkeit der unpolarisirbaren Elektroden eine sehr empfindliche Beschränkung erleiden, wenn nicht die vorigen Untersuchungen uns auch sogleich das Mittel böten, ihm erfolgreich zu begegnen, freilich auf Kosten der Einfachheit der Anordnung. Dies Mittel haben wir bereits oben S. 119. 120 in Gebrauch gezogen. Es besteht darin, die thierischen Theile oder das sie vor der Anätzung schützende Eiweiss, es möge nun aufgeweichte Blase befeuchten oder in Röhren enthalten sein, von der Metallsalzlösung der unpolarisirbaren Combination durch eine Schicht [899] einer der Salzlösungen zu trennen, die wir oben S. 107 als unfähig erkannt haben, in Berührung

---

[1] Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 98 ff.

mit den Thiergeweben und mit Eiweiss secundären Widerstand zu erzeugen, am bequemsten von Kochsalzlösung.

Auf dem mit schwefelsaurer Zinkoxydlösung getränkten Zuleitungsbausch der verquickten Zinkgefässe wird also, um Muskeln oder Nerven den Strom mehrerer Grove'schen Glieder ohne Besorgniss vor Störungen durch den secundären Widerstand zuzuführen, ein mit Eiweisshäutchen bekleideter Kochsalz-Keilbausch anzubringen sein. Man trennt ihn von dem Zuleitungsbausch, um diesen vor Verunreinigung zu schützen, durch einen mit Zinklösung getränkten Sicherheitsbausch und ein mehrere Millimeter dickes Blatt Modellirthon. Da auch verdünnte Kochsalzlösung, ja sogar Brunnenwasser, keinen secundären Widerstand giebt, und da ein geringer Unterschied in der Concentration der Kochsalzlösung der beiden Keilbäusche hier von keiner Bedeutung sein kann, so braucht die Lösung nicht gesättigt, sondern nur eben so concentrirt zu sein, wie es die Rücksicht auf die Leitungsfähigkeit des Kreises erheischt. Dies hat den Vortheil, einerseits die Anätzung der thierischen Theile, andererseits die Verunreinigung der Zinkbäusche, mehr zu verzögern, als dies beziehlich die Eiweisshäutchen und die Thonschicht allein thun würden.

Die oben S. 119. 120 beschriebenen Versuche genügen, um die gute Wirkung dieser Maassregeln darzuthun. Bei deren Befolgung bleibt, abgesehen von der inneren Polarisation und von der Verminderung des Widerstandes durch die thermische Stromwirkung, auch wohl durch das Eindringen der Salzlösungen in Thon und Eiweisshäutchen, die Stromstärke beständig, selbst bei zwanzig Grove'schen Gliedern im Kreise, und bei noch so langer Dauer der Schliessung. Es zeigt sich somit auf doppeltem Wege, das eine Mal bei sehr schwachen Strömen und Metallsalz-Keilbäuschen, das andere bei beliebig starken Strömen und Kochsalzbäuschen, dass die hier in Rede stehenden, uns vorzugsweise interessirenden Combinationen dem hartgesottenen Eiweiss an Empfänglichkeit für den secundären Widerstand doch glücklicherweise nicht ganz gleichkommen. [900]

Wo man grosse Widerstände nicht zu scheuen braucht, und deshalb die Pflüger'schen Eiweissröhren anwenden kann, wird man das Eiweiss gleichfalls noch durch Kochsalzlösung von der schwefelsauren Zinkoxydlösung zu trennen haben, die jetzt wohl, in Verbindung mit verquickten Zinkelektroden, an Stelle der Kupferlösung mit Kupferelektroden treten wird, wie Hr. Pflüger sie anwendete. Dies wird, wenn man die Pflüger'sche Einrichtung sonst unverändert beibehalten will, einfach so geschehen können, dass man das heberförmige, an beiden Enden mit Blase überbundene Rohr, welches einerseits in das weite Ende der Eiweissröhren, andererseits in das die metallische Elektrode enthaltende Gefäss

mit der entsprechenden Metallsalzlösung taucht, statt gleichfalls mit dieser Lösung, mit Kochsalzlösung füllt. Es trifft sich dabei glücklich, dass sogar die gesättigte Kochsalzlösung (Dichte 1·207) gut auf der gesättigten schwefelsauren Zinkoxydlösung (Dichte 1·441) schwimmt. In der Blase entsteht kein secundärer Widerstand; an der Grenze des Eiweisses und der Nerven und Muskeln kann dies doch wohl ebensowenig der Fall sein.

Bei den thierisch-elektrischen Versuchen, insofern es sich dabei nur um Ableitung der in den thierischen Theilen erzeugten Ströme, nicht zugleich um Erregung dieser Theile auf elektrischem Wege handelt, dürfte der äussere secundäre Widerstand so wenig in Betracht kommen, als, wie wir jetzt wissen, der innere. Immerhin kann es als ein glücklicher Zufall erscheinen, dass fast in allen bisherigen Versuchen eine zuleitende Flüssigkeit angewendet wurde, welche vollends den Verdacht auf eine Einmischung des secundären Widerstandes ausschliesst, die Kochsalzlösung. So z. B. giebt es eine räthselhafte Erscheinung, die bei den Versuchen mit künstlichem Querschnitt fortwährend auftritt, und die man, wenn nicht jener Umstand wäre, wohl geneigt sein könnte, dem secundären Widerstande zuzuschreiben. Dies ist die schwächende Wirkung, welche die zunächst an den Querschnitt grenzende Schicht nach kurzer Zeit auf den Strom ausübt, so dass die Entfernung dieser Schicht eine bedeutende Hebung der Stromstärke bewirkt.[1] In der That entspricht, [901] wie man sieht, in Bezug auf den Muskel- oder den Nervenstrom der künstliche Querschnitt dem Eintrittsende des durchströmten Eiweissprisma's. Nach dem, was wir über den secundären Widerstand ermittelt haben, hat es jetzt kaum den Anschein, als ob dieser Muthmaassung noch irgend ein Werth beizulegen wäre. Ich habe mich ausdrücklich davon überzeugt, dass der künstliche Querschnitt nicht etwa eine besondere Empfänglichkeit für den secundären Widerstand besitzt.

Der Kochsalz-Keilbäusche, der PFLÜGER'schen Eiweissröhren mit der bezeichneten Abänderung, wird man sich bedienen, wo es immer geht,

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 714; — Bd. II. Abth. I. S. 19. 145. 150. 179. 283. 557; — Abth. II. S. 108. 113. 122. — [Dies wurde seitdem von mir mittels der unpolarisirbaren Elektroden als eine durch Polarisation bewirkte Täuschung erkannt, und im Januar 1862 in dem Abdruck gegenwärtiger Abhandlung in MOLESCHOTT's Untersuchungen u. s. w. (a. a. O. S. 409) als solche bezeichnet. Ausführlicher findet sich diese Täuschung besprochen in den Abhandlungen: Ueber das Gesetz des Muskelstromes mit besonderer Berücksichtigung des M. gastroknemius des Frosches, im Archiv für Anatomie u. s. w. 1863. S. 662, und: Ueber die Erscheinungsweise des Muskel- und Nervenstromes bei Anwendung der neuen Methoden zu deren Ableitung, ebenda, 1867. S. 306. 307. — S. diese Abhandlungen im zweiten Bande dieser Sammlung.]

um den Nerven und Muskeln Ströme zuzuführen. Doch können Fälle eintreten, wo man, z. B. durch die räumlichen Verhältnisse einer Anordnung, genöthigt ist, metallische Elektroden anzuwenden. Alsdann liegt, um sowohl die ursprünglichen Ungleichartigkeiten, als die Polarisation, unschädlich zu machen, der Rathschlag nahe, bei so grossen Widerständen im Kreise, dass man die gewünschte Stromstärke erhält, so grosse elektromotorische Kräfte aufzubieten, dass jene Störungen dagegen verschwinden. Wo es sich nur darum handelt, rasch vorübergehende Einwirkungen zu erzielen, so dass man Inductionsschläge anwenden kann, ist dieser Rathschlag untadelhaft, da er nicht einmal die Unbequemlichkeit bedingt, die stets aus der Handhabung vielgliederiger Säulen erwächst, sondern nur gewisse Rücksichten wegen der unipolaren Zuckungen auferlegt. Sollen aber die Ströme anhaltend und zugleich beständig sein, so sind durch die Versuche, die wir oben mit Eiweiss zwischen verschiedenen Arten metallischer Elektroden angestellt haben, die Aussichten für diesen Fall sehr getrübt. Die Wiederholung dieser Versuche mit Nerven und mit Muskeln, die ich auf Korkstegen mittels Insectennadeln über verschiedene Elektrodenpaare, von Platin, Kupfer, Zink, verquicktem Zink, ausspannte, ergab unmittelbar, dass an Beständigkeit des Stromes unter diesen Umständen nicht zu denken sei, und zwar nicht, wie man bisher glaubte, wegen der Ungleichartigkeiten oder der Polarisation, die man leicht gegen die elektromotorische Kraft der Säule verschwinden machen kann, sondern wegen des secundären Widerstandes. Bei den positiveren Me- [902] tallen stellen sich überdies leicht Unregelmässigkeiten gleich den oben S. 110 beschriebenen ein.[1]

§. XIV. Ueber Elektrotransfusion am erregbaren Muskel.

Bei den vorigen Versuchen drängte sich mir an den Muskeln fortwährend die merkwürdige Erscheinung auf, die kürzlich Hr. Kühne beschrieben hat,[2] und ich kann nicht umhin, hier schliesslich Einiges darüber zu sagen.

Wird ein dünner regelmässig gefaserter Froschmuskel, etwa der M. sartorius, über die Platin- oder Zink-Elektroden, oder über die Keilbausch-Schneiden einer fünf- bis zwanziggliederigen Grove'schen Säule

---

1 [Ueber den secundären Widerstand hat Hr. Prof. Munk weitere Untersuchungen angestellt, durch welche meine Ergebnisse in mehreren Punkten berichtigt und erweitert worden sind. S. Archiv für Anatomie u. s. w. 1873. S. 241 ff.]

2 Ueber das Porret'sche Phänomen am Muskel. Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 542.

ausgespannt, so sieht man nach der Schliessungszuckung eine fluthende Bewegung, gleich einem Strömen des Muskelbündelinhaltes, in der Richtung des positiven Stromes. Wellenartige Verdickungen kurzer Strecken einzelner Bündel oder Bündelgruppen laufen mit grosser Geschwindigkeit von der Anode zur Kathode. Diese Geschwindigkeit ist noch nicht gemessen, auch ist noch nicht ermittelt, welche Beziehung sie mit der Stromstärke verknüpfe. Die Bewegung ändert ihre Richtung augenblicklich mit der des Stromes. Hält man die Kette dauernd geschlossen, so wird die Bewegung schwächer und hört zuletzt ganz auf. Ausserdem sieht man bei der Schliessung die Muskelmasse selber scheinbar der Kathode zustürzen, bei der Oeffnung davon zurückweichen, beim Umlegen von der einen zur anderen Elektrode hinfahren. Lässt man den Muskel zwischen metallischen Elektroden lange in derselben Richtung durchströmen, so findet sich da, wo er die Kathode berührte, eine gallertartige Anschwellung, während er nach der Anode zu verjüngt, dicht unterhalb ihrer aber weiss und undurchsichtig erscheint.

In diesen dauernden Veränderungen, denen auch ein abgestorbener Muskel unterliegt, erkennt man leicht die vereinte Wirkung der kataphorischen Thätigkeit und der Elektrolyse wieder, wie wir ihr beim Eiweiss begegnet sind (s. oben S. 104—106). Es fragt sich aber, was von jenen bald vorübergehenden Bewe- [903] gungserscheinungen am noch erregbaren Muskel zu halten sei. Hr. Kühne fasst, wenn ich ihn recht verstehe, in seiner vorläufigen Mittheilung diese Erscheinungen so auf, als sei das scheinbare Strömen während des Säulenschlusses der Ausdruck des Porret'schen Phänomens am Muskel. Er betrachtet die einzelnen Wellen, die von der Anode nach der Kathode laufen, als ebensoviele Ueberführungsacte, wodurch contractile Substanz an den negativen Pol befördert werde. Beim Oeffnen kehre diese Substanz zurück, die Rückbewegung könne durch die überführende Kraft des entgegengesetzten Stromes unterstützt werden, u. s. f.

Ich kann dieser Deutungsweise meines geehrten Freundes nicht beistimmen. Von vorn herein ist dagegen zu sagen, dass das scheinbare Strömen zu rasch geschieht, um die geringe Anschwellung an der Kathode als dessen Ergebniss gelten zu lassen. Dann sieht man nicht, weshalb die kataphorische Wirkung stets nur einzelne Theile einzelner Bündel, anstatt gleichzeitig die ganze intrapolare Muskelmasse, ergreife; auch nicht, warum mit der Erregbarkeit zugleich die Bewegung aufhöre, da die gröberen physikalischen Verhältnisse dieselben bleiben, die bei der Ueberführung allein in Betracht kommen. Seit Hrn. Kühne's Mittheilung ist durch Hrn. Jürgensen bekannt geworden, dass die festen Körper, unter anderen auch Froschblutzellen, statt wie Elektrolyte mit dem posi-

tiven Strome, gegen ihn wandern. Danach ist zu erwarten, dass auch die Disdiaklasten stromaufwärts wandern werden.

Ich habe mir, jedoch vergeblich, viel Mühe gegeben, eine mikroskopische Anschauung von dem Vorgange im Muskel bei jenem scheinbaren Strömen zu gewinnen. Am besten gelang mir dies noch am Platysma myoïdes des Frosches. Der Muskel war mit Blutserum befeuchtet und mit einem Deckgläschen zugedeckt. Die Vergrösserung wechselte von der 15- bis 500fachen, die Zahl der Säulenglieder von fünf bis zwanzig. Der Strom wurde dem Muskel einerseits durch ein anhängendes Stück Kehlhaut, andererseits durch ein Stück des geraden Bauchmuskels zugeführt. Stets indess stellten sich die Wellen nur als rasch über das Gesichtsfeld fliegende Schatten dar, und ich halte es für unmöglich das Verhalten der Querstreifen darin anders als etwa bei augenblicklicher Beleuchtung zu erkennen, was seine [904] grossen Schwierigkeiten haben möchte. Hingegen ist es leicht, während das scheinbare Strömen noch fortdauert, an solchen Strecken der Bündel, die gerade ruhig liegen, sich zu überzeugen, dass auch bei der ansehnlichen Stromdichte, wie zwanzig Grove'sche Glieder sie in dem kurzen und dünnen Platysma erzeugen, keine Bewegung der contractilen Substanz stattfindet. Hat das Strömen aufgehört, so erscheint das Gesichtsfeld vollends ruhig, da doch die Elektrotransfusion ihren Gang geht.

Ich habe auch Schnitte erstarrten Leimes, geronnenen Eiweisses, und Speckhaut von Pferdeblut wiederholt unter dem Mikroskop betrachtet, während ein lebhaftes Ueberführen durch sie hindurch stattfand, jedoch nichts von Bewegung darin unterscheiden können, als gelegentlich, z. B. an rothen und weissen Blutzellen in Lücken der Speckhaut, das Jürgensen'sche Phaenomen.

Meine Ueberzeugung ist demnach, dass auch im erregbaren Muskel, wenn er der Sitz der kataphorischen Wirkung wird, nichts stattfinde als ein unsichtbarer Ortswechsel von Wassertheilchen in der Richtung des Stromes; unsichtbar weil nirgends die zum Unterscheiden einer sich verschiebenden Grenze nöthige optische Discontinuität eintritt. Das scheinbare Strömen halte ich für den Ausdruck örtlicher Zusammenziehungen einzelner Bündel oder Bündelgruppen, welche von der Anode zur Kathode laufen. Man könnte sich denken, dass diese Zusammenziehungen an der Anode örtlich erregt werden, und sich nur scheinbar nach der Kathode hin ausbreiten, weil nach der anderen Richtung kein Muskel vorhanden sei. Diese Vermuthung trifft nicht zu. Bringt man die Kathode an dem einen Ende des Muskels, die Anode in dessen Mitte an, so sieht man wohl in der an die Anode grenzenden extrapolaren Muskelhälfte ein

heftiges Wogen der Muskelbündel, aber kein scheinbares Strömen wie in der intrapolaren Hälfte.

Was die Bewegungen im Augenblicke des Schliessens, Oeffnens und Umlegens der Kette betrifft, so ist vor Allem zu erinnern, dass es sich dabei nicht um die contractile Substanz allein handelt, sondern um den ganzen Muskel. Sarkolemma, Perimysium, Alles nimmt an der Bewegung Theil. Wenn man an zwei Punkten der intrapolaren Strecke in der Nähe der [905] Elektroden von unten her Fäden durch den Muskel zieht, die mit einem Knoten versehen sind, um das völlige Durchgleiten zu verhindern, jeden Faden über die benachbarte Elektrode zurückschlägt, und ihn an einem meiner Zuckungstelegraphen[1] befestigt, so hebt sich beim Umlegen der Wippe stets die Fahne, woran der in der Nähe der neuen Anode befestigte Faden zieht. Steckt man durch den Muskel in gleichen Abständen eine Anzahl Borsten, oder bestreut man ihn mit einem farbigen Pulver, Russ oder Drachenblut, so sieht man deutlich, wie sich beim Schliessen der Muskel scheinbar nach der Kathode hinschiebt, beim Oeffnen zurückprallt u. s. f.

Der erste Eindruck, den ich von dieser Erscheinung erhielt, war der, dass der Muskel an der Kathode in örtlichen Tetanus gerathe. Da er zwischen seinen beiden Endpunkten ausgespannt ist, so muss, wenn eine Strecke des Muskels sich verkürzt, der ruhende Theil ausgedehnt werden, und scheinbar sich nach dem Orte der Zusammenziehung hin verschieben, in Wirklichkeit aber dorthin gezogen werden. Ich glaubte um so mehr, dass dies die richtige Deutung sei, als bereits Beobachtungen anderer Forscher vorliegen, wonach bei unmittelbarer elektrischer Erregung des Muskels die Kathode eine bevorzugte Rolle spielen würde.[2] Allein jedenfalls sind die Dinge verwickelter. Verhielten sie sich nämlich einfach wie eben gesagt wurde, so müsste bei der Anordnung, wo die eine Elektrode die Länge des Muskels hälftet, wenn diese, statt wie vorher zur Anode, nunmehr zur Kathode gemacht wird, beim Schliessen das Verschieben nach der Kathode hin, beim Oeffnen das Zurückweichen von der Kathode fort in der extrapolaren wie in der intrapolaren Strecke stattfinden. Zu Anfang einiger Versuche schien mir dies auch wirklich der Fall zu sein, die Bewegung zu beiden Seiten der Kathode war beim Schliessen ziemlich symmetrisch auf die Kathode zu, beim Oeffnen davon fort gerichtet. Sehr bald aber konnte ich mir nicht abläugnen, dass

[1] S. unten, Abh. VIII. §. XV.

[2] Vergl. Kühne im Archiv für Anatomie u. s. w. 1859. S. 632; — Myologische Untersuchungen. Leipzig 1860. S. 128. — A. v. Bezold in den Monatsberichten der Berliner Akademie. 1860. S. 760 ff.

beim Schliessen die Muskelmasse in der Richtung von der Anode zur Kathode über letztere [906] fort wogte, und dass beim Oeffnen, als Rückschlag auf diese Bewegung, die extrapolare Muskelmasse nach der Kathode hinfuhr.

Eine vollständige Zergliederung dieser schwierigen Phaenomene liegt hier nicht in meinem Plan. Ich will mir nur die Frage stellen, ob zwischen Bewegungen, wie sie eben beschrieben wurden, und der Elektrotransfusion, ein Zusammenhang für jetzt denkbar sei. Diese Frage muss ich verneinen. Die Elektrotransfusion ist nicht an den Zustand des Lebens gebunden; sie hat mit Schliessung und Oeffnung nichts zu schaffen, sondern hält mit gleicher Stärke während des Säulenschlusses an. Die kataphorische Kraft haben wir bisher nur in Capillar-Aggregaten thätig gesehen, Elektrolyte vor sich hertreibend, denen eine benetzte Wand als Stützpunkt dient. Nichts berechtigt uns noch zu der Annahme, die eine völlige Umgestaltung unserer Vorstellungen über den elektrischen Strom bedingen würde, dass er hier die Masse des Muskels, gleich einem Balle, von der Anode zur Kathode werfe. Dazu kommt jetzt abermals die JÜRGENSEN'sche Thatsache, welche auch deren Bedeutung sei, wonach die Substanz des Muskels, wenn der Strom ihr wirklich einen Anstoss ertheilte, im Gegensatz zum Wasser in seinen Poren, vielmehr zur Anode streben würde.

VI.

Ueber ein Verfahren um feine galvanometrische Versuche einer grösseren Versammlung zu zeigen.[1]

(Aus einem Schreiben an Hrn. G. Magnus.)

London, im Mai 1855.

— Wir haben so oft mit einander von der Schwierigkeit gesprochen, feine galvanometrische Versuche einer grösseren Versammlung zu zeigen, dass ich glaube, es wird Sie interessiren zu hören, wie es mir jetzt gelungen ist, diese Schwierigkeit vollkommen zu besiegen. Ich bin im Stande gewesen, in dem Ihnen bekannten Hörsaal der *Royal Institution*, meine feinsten thierisch-elektrischen Versuche, wie die über den Nervenstrom und über die negative Schwankung des Muskelstromes im lebenden menschlichen Körper, zahlreichen Zuhörern auf einmal zur Anschauung zu bringen.

Das Mittel, dessen ich mich bedient habe, liegt sehr nahe. Es besteht darin, das magnetische System mit einer spiegelnden Fläche zu versehen, durch diese ein Bündel paralleler Lichtstrahlen zurückwerfen zu lassen, und das auf einem Schirm aufgefangene Bild statt der Nadel selber zu beobachten. Dies kann natürlich bei hinreichender Stärke des Lichtes einer beliebigen Anzahl von Zuhörern sichtbar gemacht werden; und ausserdem ist es klar, dass man bei diesem Verfahren über eine fast unbegrenzte Empfindlichkeit gebietet. Sollte das Maass davon nicht ausreichen, welches man in Folge der Verdoppelung des Ablenkungswinkels und durch die Verlängerung des zurückgeworfenen Strahles erhält, so kann man eine beliebig kleine Winkelbewegung des Spiegels in eine [608] beliebig grosse Ortsverrückung des Bildes auch noch dadurch verwandeln, dass man die Ebene des Schirmes gegen den Strahl neigt.

Von diesem Verfahren war schon früher zwischen Helmholtz und mir die Rede gewesen, und Helmholtz hat es, wie er mir schrieb,

---

[1] Poggendorff's Annalen der Physik und der Chemie. 1855. Bd. XCV. S. 607. — Uebersetzt in: The Philosophical Magazine etc. Fourth Series. 1856. Vol. XI. p. 109.

bereits vor mehreren Jahren mit Erfolg angewendet, um in seinen Vorlesungen meine Versuche zu zeigen. Er bediente sich einer nach seiner Angabe gebauten Tangentenbussole mit zahlreichen Windungen, welche im Wesentlichen nach dem seitdem von Gaugain empirisch gefundenen, von Bravais entwickelten Princip angeordnet sind. Eine spiegelnde Stahlscheibe ersetzt nach Weber den Magnetstab und Spiegel der ursprünglichen Poggendorff'schen Einrichtung. Unter Anwendung von Sonnenlicht gelang es Helmholtz mit diesen Hülfsmitteln die hauptsächlichsten Erscheinungen des Muskelstromes sichtbar zu machen.

Mir stand hier ein von Sauerwald in Berlin für meinen Freund Dr. Bence Jones hierselbst nach meiner Angabe gebauter Multiplicator von 28780 Windungen zu Gebot. Für diesen Multiplicator hatte ich mir von demselben Künstler ein astatisches System mit etwas dickeren Nadeln und einem Zwischenstück aus Messing anfertigen lassen, statt des leichten mit Schildpatt-Zwischenstück, wie ich es sonst anzuwenden pflege. Eine Verlängerung des Zwischenstücks oberhalb der oberen Nadel, trägt einen äusserst leichten Messingring, an dessen oberstem Punkte sich die Oese zum Aufhängen des Systems befindet. Innerhalb des Ringes bewegt sich um eine wagerechte Axe ein mit einer äusserst leichten Messingfassung versehener Spiegel. Der Spiegel, den ich der Güte des Hrn. Schieck verdanke, besteht einfach aus einem, auf der einen Seite verquickten, runden Deckgläschen für mikroskopische Zwecke von 19·5 mm Durchmesser. Zwei einfache Coconfäden reichen hin, das Ganze sicher zu tragen. Der Ring, in dem der Spiegel sich gegen den Horizont neigen lässt, gestattet seinerseits eine Drehung um das obere Ende des Zwi- [609] schenstücks als um eine senkrechte Axe, so dass man bei einer beliebigen freiwilligen Ablenkung des Systems einen in beliebiger Richtung einfallenden Strahl in beliebiger Richtung zurückwerfen kann. Dabei ist indessen zu berücksichtigen, dass mit wachsender Neigung des Spiegels gegen den Horizont die Empfindlichkeit der Vorrichtung abnimmt.

Als Lichtquell diente eine elektrische Lampe von Dubosq in Paris, gleichfalls Dr. Bence Jones gehörig. Sie wurde durch die vierziggliederige Grove'sche Säule der *Institution* gespeist, und unser Freund Prof. Tyndall hatte die Gefälligkeit, sich der Regulirung des Lichtes und der Einstellung des Strahles auf den Spiegel anzunehmen, die beide im Lauf einer Stunde mehrfacher Berichtigungen bedurften. Anfangs wurde eine Blendung vor der Sammellinse der Lampe angebracht, so dass das Licht nur den Spiegel selber traf, indem ich anders fürchtete zu starke Luftströmungen unter der Glocke des Galvanometers und dadurch heftige Schwankungen der Nadel herbeizuführen. Es zeigte sich indess, dass diese Vorsicht unnütz war, und dass man, ohne in Betracht kommende

Störungen, den vollen Schein der Lampe auf den Multiplicator fallen lassen konnte. Dies gewährte den Vortheil, dass es dabei sehr viel leichter war, stets eine hinreichende Menge Licht auf den Spiegel zu werfen, was bei Anwendung der Blendung seine Schwierigkeiten hatte. Denn obschon ungefähr in der Ebene des Systems aufgestellt, musste doch die Lampe in einer gewissen Entfernung vom Multiplicator gehalten werden, damit ihre eigenen magnetischen Kräfte keine Wirkung auf die Nadel ausübten. Mit jener Entfernung aber wächst begreiflich in gleichem Maasse die Schwierigkeit, den Strahl auf den Spiegel einzustellen.

Auf dem ungefähr $2 \cdot 5^{m}$ langen Schirm bezeichnete ein senkrechter schwarzer Streif den Nullpunkt oder die Stelle, wo sich bei der Ruhelage der Nadel das Spiegelbild aufhalten sollte. Der Abstand des Schirmes vom Spiegel betrug ungefähr 3^{m}. Die Empfindlichkeit, die die Vorrichtung gewährte, war eher zu gross als zu klein, [610] da der Muskelstrom die Nadel mitsammt dem Spiegel wider die Hemmung warf, während bereits bei etwa 11^{0} Ablenkung das Bild den Schirm verliess. Es war ein schöner Anblick, unter dem Einfluss der elektromotorischen Kräfte eines winzigen Nerven oder einiger Muskelbündel vom Frosch, den elektrischen Lichtschein weit durch den Saal fliegen zu sehen . . . .

VII.

Zur Theorie der astatischen Nadelpaare.

(Vorgetragen in der physikalischen Gesellschaft zu Berlin am 16. November 1860.)[1]

Hierzu Taf. IV. Fig. 1—3.

Als ich vor acht Jahren in London einen Multiplicator für thierisch-elektrische Versuche von Hrn. SAUERWALD's Arbeit aufstellte, stiess ich beim Astatischmachen des Nadelpaares auf eine Schwierigkeit, die mir neu war. Das Merkmal der erreichten grössten Astasie eines gegebenen Nadelpaares besteht bekanntlich darin, dass es sich senkrecht auf den magnetischen Meridian stellt.[2] Es gelang mir nun damals auch bei grösster Vorsicht nicht, das Nadelpaar dahin zu bringen, dass es diese Lage annähernd einnahm. Hatte sich z. B. der bezeichnete Pol der stärkeren Nadel um höchstens etwa 25° vom magnetischen Meridian entfernt, und versuchte ich durch weitere Schwächung dieser Nadel die freiwillige Ablenkung zu vergrössern, so misslang dies stets insofern, als sofort das System durch die aequatoriale Stellung hindurchschlug, so dass jetzt der unbezeichnete Pol derselben Nadel nur noch etwa um eben so viel vom Norden abstand. Mit anderen Worten, es schien nun bereits die stärkere Nadel die merklich schwächere geworden zu sein, ein Zustand, bei dem man sich nicht gern beruhigt, da alsdann die Summe der Producte aus den magnetischen Momenten der beiden Nadeln in die ablenkende Stromkraft nicht so gross wie möglich ist. Und doch zeigte dies Nadelpaar, trotz seiner geringen oder seiner zu gro- [2] ssen freiwilligen Ablenkung, sowohl ausserhalb des Multiplicators[3] die erforderliche Schwingungsdauer, als auch innerhalb desselben die grösste nur zu erwartende Empfindlichkeit. Es übertraf in letzterer Beziehung, und unstreitig auch an Schwingungsdauer, sonst ganz ähnliche Nadelpaare, denen ich stets ohne alle Mühe die aequatoriale Stellung ertheilt hatte. Eben

---

1 POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1861. Bd. CXII. S. 1.

2 Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 169.

3 Untersuchungen u. s. w., a. a. O. S. 167. 192.

so wenig schien es an Stabilität seines magnetischen Zustandes hinter den besten Systemen, die ich noch gehandhabt hatte, zurückzustehen.

Die letzteren Umstände liessen mich schliessen, dass die Eigenthümlichkeit dieses Nadelpaares, so leicht durch die Aequatorialebene hindurchzuschlagen, nicht wohl daher rühren könne, dass die stärkere Nadel, etwa wegen ungenügender Härtung, allzu empfindlich für den demagnetisirenden Einfluss der Streichnadel sei. So ward ich zu der Vorstellung geführt, dass jene Eigenthümlichkeit in nichts ihren Grund haben könne, als in dem vollkommneren Parallelismus, den der Künstler in diesem Falle erreicht habe, da dies der einzige Unterschied war, den ich, für die gewöhnliche Wahrnehmung verborgen, zwischen dem neuen Nadelpaar und den älteren noch voraussetzen konnte. Eine genauere Untersuchung hat diese Meinung gerechtfertigt.

Die Gleichgewichtslage eines astatischen Systems wird bekanntlich[1] bestimmt durch die Gleichung

$$M \sin \alpha = M' \sin \alpha'.$$

Hier bedeutet M das magnetische Moment der stärkeren Nadel, α den (spitzen) Winkel, den diese Nadel mit dem Meridiane macht, M' und α' haben die gleiche Bedeutung für die andere Nadel. Es ist aber $\alpha' = \alpha + \varphi$, wo φ den an α stossenden spitzen Winkel vorstellt, den die magnetischen Axen der beiden Nadeln einschliessen, folglich

$$M \sin \alpha = M' (\sin \alpha \,.\, \cos \varphi + \cos \alpha \,.\, \sin \varphi).$$

[3] Da φ nur ein sehr kleiner Winkel ist, können wir setzen:

$$\cos \varphi = 1, \ \sin \varphi = \varphi \sin 1'.$$

Daraus folgt

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{M'}{M - M'} \,.\, \varphi \sin 1'. \qquad \text{(I).}$$

Die Tangenten der freiwilligen Ablenkung, als Ordinaten aufgetragen auf den Unterschied $M - M' = d$ der magnetischen Momente als Abscissenaxe, bilden also eine auf ihre Asymptoten bezogene gleichschenklige Hyperbel, deren Potenz dem spitzen Winkel zwischen den magnetischen Axen proportional ist. Construirt man aber die Gleichung

$$\angle \alpha = f(d)$$

für verschiedene Werthe von φ, so erhält man Curven gleich denen in Fig. 1 Taf. IV, wo die gestrichelte Curve einem kleineren, die ausgezogene einem grösseren Werthe von φ entspricht. Die Curven schliessen

[1] Vergl. Moser im Repertorium der Physik, Bd. I. Berlin 1837. S. 260. — Humphrey Lloyd in: The Transactions of the Royal Irish Academy. Vol. XXII. Dublin 1849. 4°. P. I. p. 249.

sich asymptotisch einerseits den positiven Abscissen, andererseits einer der Abscissenaxe parallelen Geraden an, deren Ordinate dem Winkelwerth von 180° entspricht. Sie schneiden die Ordinatenaxe in dem Punkte, der 90° entspricht; hier liegt zugleich ein Wendepunkt der Curven.

Aus dieser Figur erhellt die Nothwendigkeit des beschriebenen Verhaltens.

Man sieht sogleich, dass in dem Bereich der Curven, wo sie sich der Abscissenaxe anschliessen, grosse Unterschiede von d nur kleinen Aenderungen von α entsprechen, in der Nähe des Nullpunktes dagegen grosse Aenderungen von α kleinen Unterschieden von d. Das System wird sich daher, wie auch die Erfahrung lehrt, wenn man die stärkere Nadel folgweise um gleiche, oder, wegen der abnehmenden Intensität der verkehrt gebrauchten Streichnadel, sogar um abnehmende Grössen schwächt, anfangs stets nur langsam vom Meridian entfernen, während, wenn sich die Nadeln schon mehr der Gleichheit nähern, selbst einem viel kleineren Sprunge im Unterschiede der Momente ein viel grösserer Sprung in der freiwilligen Ablenkung folgen [4] kann. Hat sich der Unterschied der Nadeln umgekehrt, so kehren dieselben Erscheinungen symmetrisch wieder.

Man sieht ferner, dass, je kleiner φ, für um so kleinere positive wie negative Werthe von d wird das System am Meridian zu kleben scheinen, und in um so grösseren Sprüngen wird es, wenn d unter einen gewissen Werth gesunken ist, schliesslich den Aequator überschreiten. Die Wahrscheinlichkeit, dass es gelingen werde, $d = 0$ zu machen, ist natürlich von φ unabhängig und für alle Werthe von φ gleich klein. Je kleiner aber φ ist, oder je vollkommener parallel die Nadeln sind, um so grösser wird für den kleinsten, für gewöhnlich herstellbaren positiven Werth von d die Ergänzung der freiwilligen Ablenkung zu 90°, um so kleiner folglich diese selber, um so grösser hingegen für den kleinsten demnächst herstellbaren negativen Werth von d die freiwillige Ablenkung, um so kleiner folglich deren Ergänzung zu 180° sein.

Was die Richtkraft des Systemes betrifft, so ist deren Maass bekanntlich die Diagonale des Parallelogramms, von dem man zwei Seiten erhält, wenn man auf die beiden magnetischen Axen von ihrem Kreuzungspunkt aus Stücke im Werthe der zugehörigen magnetischen Momente aufträgt. Es bedarf kaum der Erwähnung, dass der Werth dieser Diagonale von φ und d so abhängt, dass er für $d = 0$ durch Wachsen von φ bis 180° jede Grösse bis zu 2 M_0 annimmt, und dass folglich ein nahe winkelrecht zum Meridian stehendes System durch grösseres φ an Richtkraft einem solchen überlegen sein kann, welches bei gleichem,

oder gar geringerem d, wegen kleineren φ's, sich kaum vom Meridian entfernt.

Ich habe es nicht unterlassen, diese Folgerungen durch den Versuch zu prüfen, und an einem zur Demonstration bestimmten astatischen Systeme, dessen 14 cm lange Nadeln eine hinlänglich feine Drehung um die sie verbindende Axe gestatten, mich davon überzeugt, dass mit dem spitzen Winkel zwischen den Nadeln, bei beständigem Unterschiede ihrer Momente, die freiwillige Ablenkung wächst [5] und die Schwingungsdauer abnimmt. Genauere Maassbestimmungen würden nicht leicht ausführbar sein wegen der Schwierigkeit, den kleinen Winkel zwischen den magnetischen Axen scharf zu beobachten. Sie würden übrigens keine vollkommene Uebereinstimmung mit der Rechnung ergeben. In der That hat Hr. Sauerwald seitdem noch eine andere Eigenschaft der astatischen Nadelpaare wahrgenommen, welche jedenfalls zu ihrer Erklärung ein Princip beansprucht, das in der obigen Entwickelung noch fehlt.

Man denke sich ein Nadelpaar, dessen vollkommen parallele Nadeln vollkommen gleich stark magnetisch seien. In welcher Lage wird solches Nadelpaar, frei aufgehängt, in Ruhe verharren? Abgesehen von der Torsion, von Luftströmungen u. d. m., in jedem Azimuth, lautet die Antwort, die, so viel ich weiss, seit Ampère ganz allgemein auf diese Frage gegeben worden ist. Im Einklang damit wird tg α, wenn man in (I) M — M' und $\varphi = 0$ setzt, unbestimmt.

Hr. Sauerwald hat mir gezeigt, dass sich diess nicht so verhält. Von ihm selber gestrichen, befinden sich seine Nadelpaare vielmehr auf dem Aequator in labilem Gleichgewicht, und haben zwei stabile Gleichgewichtslagen in geringer Entfernung vom Meridian, in deren einer die obere, in deren anderer die untere Nadel ihren bezeichneten Pol gen Norden kehrt.

Die Erklärung hiervon ist, wie mir scheint, leicht, und man hätte bei einigem Nachdenken die Erscheinung vorhersehen können. Es ist eine altbekannte, in neuerer Zeit vorzüglich durch Hrn. Poggendorff [1] bei seinen Versuchen über die doppelsinnige Ablenkung wieder hervorgehobene, endlich ganz neuerdings von Hrn. Beetz [2] genauer untersuchte Thatsache, dass auch sehr harter und scheinbar bis zur Sättigung magnetisirter Stahl unter dem Einfluss äusserer magnetischer Kräfte vorübergehender Magnetisirung und Demagnetisirung fähig ist. Als sol- [6] che äussere Kraft muss auf die beiden Nadeln des Systems, so-

---

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1838. Bd. XLV. S. 363; — 1841. Bd. LIV. S. 191.

[2] Ebendas. 1860. Bd. CXI. S. 107.

bald es nicht die aequatoriale Lage inne hat, die horizontale Componente des Erdmagnetismus wirken, so zwar, dass von beiden Nadeln stets die gestärkt wird, deren bezeichneter Pol nach Norden sieht, während die andere geschwächt wird. Die Stärkung, beziehlich Schwächung, jeder Nadel wird übrigens um so beträchtlicher sein, je grösser der Cosinus des Winkels ist, den sie mit dem Meridiane macht. Ohne Weiteres sieht man nun schon ein, dass, wenn es sich um ein Paar in aller Strenge paralleler und gleich starker Nadeln handelt, durch die Wirkung der Erde das bewegliche Gleichgewicht aufgehoben, die beiden Aequatorialstellungen zu labilen, und die beiden Meridianstellungen zu stabilen Gleichgewichtslagen werden müssen. Um aber zu beurtheilen, was geschehe, wenn $M - M'$ und φ nicht verschwinden, ist eine mehr eingehende Betrachtung nöthig.

Jener Umstand wird in die Theorie der astatischen Nadelpaare aufgenommen, indem man in dem allgemeinen Ausdruck für die auf das System wirkenden Kräfte,

$$X\,[M \sin \alpha - M' \sin (\alpha + \varphi)],$$

wo X die horizontale Componente der Erdkraft, statt M und M' beziehlich setzt

$$M + m \cos \alpha,\ M' - m' \cos (\alpha + \varphi).$$

Hier drücken m, m' die Grösse der secundären Momente aus, welche durch die vertheilende Wirkung der Erde, gemäss der Natur des Stahles und anderen Umständen, in jeder der Nadeln für den Fall hervorgerufen werden, dass die zugehörige Nadel im Meridian einsteht. Man erhält, X bei Seite gelassen,

$$[M + m \cos \alpha] \sin \alpha - [M' - m' \cos (\alpha + \varphi)] \sin (\alpha + \varphi) \qquad \text{(II)}.$$

Dieser Ausdruck gestaltet sich bequemer für die Discussion, wenn man bei Betrachtung des Vorganges, statt, wie Hr. Moser und Hr. Lloyd, von der Lage des Systems, wo die stärkere Nadel im Meridian einsteht, d. h. $\alpha = 0$ ist, vielmehr ausgeht von der aequatorialen Stellung, wo [7] $\alpha = 90^0 - \frac{\varphi}{2}$ ist; und wenn man demgemäss, an Stelle von α, als Veränderliche, nach deren fortschreitenden Werthen die Discussion geschehen soll, einen Winkel $\beta = 90^0 - \left(\alpha + \frac{\varphi}{2}\right)$ einführt, der für die Aequatorialstellung $= 0$, in entgegengesetzter Richtung wie α wächst, und als Subtrahend von 90^0 zu $\frac{\varphi}{2}$ hinzutritt. Man hat

$$\alpha = 90^0 - \left(\beta + \frac{\varphi}{2}\right),\ \alpha + \varphi = 90^0 - \left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right).$$

Der Ausdruck (II) wird dadurch zu folgendem:

$$(M - M') \cos \frac{\varphi}{2} . \cos \beta - (M + M') \sin \frac{\varphi}{2} . \sin \beta$$
$$+ \frac{(m - m')}{2} \sin \varphi . \cos 2 \beta$$
$$+ \frac{(m + m')}{2} \cos \varphi . \sin 2 \beta .$$

Setzt man der Einfachheit halber $m = m' = m_0$, so behält der Ausdruck nur noch die drei Glieder

$$(M - M') \cos \frac{\varphi}{2} . \cos \beta + 2 m_0 \cos \varphi . \cos \beta . \sin \beta$$
$$- (M + M') \sin \frac{\varphi}{2} . \sin \beta ,$$

die wir in der Reihenfolge, wie sie dastehen, mit D, $\mathfrak{M}$, Φ bezeichnen wollen. Hiervon stellt D die Kraft vor, die von der Ungleichheit der Nadeln, $\mathfrak{M}$ die, welche von der vertheilenden Wirkung der Erde, endlich Φ die, welche von dem mangelhaften Parallelismus der Nadeln herrührt. In der That verschwindet D mit d, $\mathfrak{M}$ mit m_0, Φ mit φ. Das positive Vorzeichen eines der drei Glieder bedeutet, unserer Herleitung gemäss, dass die dadurch vorgestellte Kraft in dem Sinne wirkt, wie die stärkere Nadel auf der Seite des Meridians, wo deren bezeichneter Pol dem Norden näher ist, als der unbezeichnete Pol der schwächeren Nadel, oder so, dass β dadurch vergrössert werde, das negative Vorzeichen das Gegentheil. Erinnert man sich sodann, dass eine stabile Gleichgewichtslage dadurch bedingt [8] ist, dass bei jeder Ablenkung daraus Kräfte rege werden, die das System darin zurückzuführen streben, während für das labile Gleichgewicht das Umgekehrte geschieht, so hat es schon so keine Schwierigkeit mehr, den Gang der drei Functionen um den Kreisumfang zu verfolgen, und die aus ihrem Conflict entspringenden stabilen und labilen Gleichgewichtslagen für verschiedene relative Werthe von d, φ und m_0 anzugeben.

Erleichtert wird dies indess noch durch die in Fig. 2 Taf. IV angedeutete graphische Darstellung. Die Abscissenaxe stellt den in die vier Quadranten getheilten Kreisumfang, von $\beta = 0^0$ bis zu $\beta = 360^0$, geradlinig ausgestreckt vor. Die ausgezogene Curve bedeutet den Gang der Function $\mathfrak{M}$, die punktirte den der Function D, die gestrichelte den der Function Φ. Pfeile an den Curven geben die Wirkungsrichtung ihrer Ordinaten an. Stabile Gleichgewichtslagen finden statt, so oft die Curve, die man als allein, oder die Resultirende der Curven, die man als zusammen bestehend betrachtet, in der Richtung der positiven Ab-

scissen verfolgt, das positive Zeichen ihrer Ordinaten mit dem negativen vertauscht; labile Gleichgewichtslagen, so oft das Gegentheil geschieht. Stabile Gleichgewichtslagen werden überdies durch Hinzutreten einer positiven Kraft zu denjenigen, aus deren Conflict sie entspringen, im Sinne der positiven Abscissen, durch Hinzutreten einer negativen Kraft im entgegengesetzten Sinne verschoben. Für labile Gleichgewichtslagen gilt das Gegentheil.

Von den sieben denkbaren Fällen des Einzeln- und Zusammenvorkommens der drei Functionen sind physikalisch möglich nur die vier, bei denen die Function $\mathfrak{M}$ betheiligt ist. Diese sollen jetzt nach einander betrachtet werden. Erste und zweite Aequatorialstellung heissen im Folgenden die Stellungen des Systems für $\beta = 0$ und $\beta = 180^0$, erste und zweite Meridianstellung die für $\beta = 90^0$ und $\beta = 270^0$.

In Fig. 3 Taf. IV finden sich die jenen vier Hauptfällen und ihren Unterfällen entsprechenden Gleichgewichtslagen [9] des Systems in der Art angegeben, dass die labilen Lagen durch gestrichelte, die stabilen durch ausgezogene Radien bezeichnet sind, welche der den Winkel φ hälftenden Geraden entsprechen. Die zwischen sämmtlichen Kreisen durchgezogene Gerade WO ist der Aequator, den Meridian hat man sich in jedem Kreis senkrecht darauf zu denken, den Norden wie in einer Landkarte nach oben. Bei Fig. 3, III—V. (in den übrigen Fällen kommt darauf nichts an) ist angenommen, dass der bezeichnete Pol der stärkeren Nadel sich in der ersten Meridianstellung westlich befindet. In der ersten Aequatorialstellung ist dieser Pol alsdann nach Osten gekehrt; β wächst oder die Quadranten folgen aufeinander, wie es Fig. 3, I. zeigt, in der umgekehrten Richtung der Zeiger einer Uhr.

I. $d = 0$ und $\varphi = 0$; $\mathfrak{M}$ allein ist übrig. Im Einklang mit dem bereits oben der Anschauung Entnommenen zeigt sich, dass in der ersten und zweiten Aequatorialstellung labiles, in der ersten und zweiten Meridianstellung stabiles Gleichgewicht herrscht (Fig. 3, I). Für $\beta = 45^0, = 135^0$ u. s. f. finden, wegen $\sin 45^0 = \cos 45^0$ u. s. f. beziehlich positive und negative Maxima der Kraft statt.

II. $\varphi = 0$; zugleich mit $\mathfrak{M}$ tritt die Curve D in Kraft. Die erste und zweite Aequatorialstellung sind keine labilen Gleichgewichtslagen mehr, sondern das System unterliegt darin einer Kraft beziehlich $= \pm (M - M')$. Die erste Meridianstellung ist unter allen Umständen eine stabile Gleichgewichtslage, indem die im ersten Quadranten durchweg positive Kraft im zweiten Quadranten durchweg negativ wird, wie sie es darin überhaupt stets ist, gleichviel welche Combination der drei Functionen man annehme, und welchen Werth man den Constanten

beilege. Was im dritten und vierten Quadranten und in der zweiten Meridianstellung stattfindet, hängt davon ab, ob

$$2\ m_0 \cos \varphi . \sin \beta > (M - M') \cos \frac{\varphi}{2}$$

werden könne oder nicht. Ist letzteres der Fall, so bleibt auch im dritten Quadranten die Kraft durchweg negativ, [10] im vierten wird sie, im Anschluss an den ersten, wieder durchweg positiv, die zweite Meridianstellung ist eine labile Gleichgewichtslage (Fig. 3, II, *a*). Kann dagegen jene Bedingung erfüllt werden, so ist das Gleichgewicht in der zweiten Meridianstellung stabil, und zu beiden Seiten dieser Stellung findet sich symmetrisch eine labile Gleichgewichtslage (Fig. 3, II, *b*). Dieser Fall unterscheidet sich also hinsichtlich der Gleichgewichtslagen von dem I. nur insofern, als die beiden labilen Gleichgewichtslagen, deren Ort dort der Aequator war, hier sich der zweiten Meridianstellung um gleiche Bögen genähert haben; die stabilen Lagen sind dieselben auf dem Meridian.

III. $d = 0$ oder $M = M' = M_0$. $\mathfrak{M}$ und Φ kommen miteinander in Betracht. Es stellen sich sofort zwei Fälle dar.

a. Entweder nämlich ist der Unterschied

$$m_0 \cos \varphi . \cos \beta - M_0 \sin \frac{\varphi}{2}$$

schon für den kleinsten denkbaren Werth von β negativ, d. h.

$$m_0 \cos \varphi < M_0 \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Alsdann ist die erste Aequatorialstellung eine stabile Gleichgewichtslage; die Kraft bleibt in den beiden ersten Quadranten negativ, und wird für $\beta = 180^0$ positiv, so dass daselbst labiles Gleichgewicht herrscht. In den beiden anderen Quadranten kehren die Erscheinungen symmetrisch wieder (Fig. 3, III, *a*). Die Kraft, welche bei Störung des Systems aus seinem labilen Gleichgewicht in der zweiten Aequatorialstellung um einen kleinen Winkel rege wird, ist um $2\ m_0 \cos \varphi$ grösser als die, welche bei Störung des Systems aus seinem stabilen Gleichgewicht in der ersten Aequatorialstellung um denselben Winkel entsteht.

b. Oder $m_0 \cos \varphi > M_0 \sin \frac{\varphi}{2}$; in diesem Fall ist das Gleichgewicht in der ersten Aequatorialstellung labil. Dies wird um so leichter eintreten, je grösser $m_0 : M_0$ und je [11] kleiner $\sin \frac{\varphi}{2} : \cos \varphi$, oder je kleiner φ. Da aber für 90^0 das mit $\cos \beta$ behaftete Glied verschwindet, so muss im ersten Quadranten eine stabile Gleichgewichtslage stattfinden, je kleiner φ, um so näher dem Meridian, mit dem sie für

$\varphi = 0$ zusammenfällt (I. Hauptfall). Die Kraft im zweiten Quadranten ist durchweg negativ, in der zweiten Aequatorialstellung herrscht labiles Gleichgewicht, in den beiden anderen Quadranten kehrt Alles symmetrisch wieder. Man hat also zwei labile Gleichgewichtslagen auf dem Aequator, und zwei stabile im ersten und vierten Quadranten (Taf. I Fig. 3, III, *b*).

IV. Weder d noch $\varphi = 0$. Alle drei Curven gelten. Weder die Aequatorial-, noch die Meridianstellungen sind ferner Gleichgewichtslagen der einen oder anderen Art, sondern in der ersten Aequatorial- und der zweiten Meridianstellung erreichen D und Φ beziehlich ihr positives, in der zweiten Aequatorial- und der ersten Meridianstellung ihr negatives Maximum. Für $\beta = 0$ findet demgemäss eine positive Kraft $(M - M')$ $\cos \frac{\varphi}{2}$, für $\beta = 90^0$ eine negative Kraft $(M + M') \sin \frac{\varphi}{2}$ statt. Dazwischen muss die Gleichung $D + \mathfrak{M} - \Phi = 0$ einmal erfüllt sein, man hat also eine stabile Gleichgewichtslage im ersten Quadranten, und zwar wegen des hinzugekommenen positiven Gliedes D, wenn sonst Alles unverändert blieb, näher dem Meridian als in dem Falle III, *b*. Im zweiten Quadranten herrscht durchweg negative Kraft; unter Umständen kann hier ein Maximum vorkommen. Im dritten Quadranten findet labiles Gleichgewicht statt, an einem Punkte, welcher um weniger als 180^0 von der stabilen Gleichgewichtslage im ersten Quadranten absteht (Fig. 3, IV, *a*). Im vierten Quadranten kann die Kraft durchweg positiv sein, und zwar kann sie ein Maximum oder ein Minimum besitzen. Es kann aber auch das Minimum soweit gehen, dass die Curve die Abscissenaxe zweimal schneidet, wo denn zwischen den Schneidepunkten die Kraft negativ, der erste Schneidepunkt eine [12] stabile, der zweite eine labile Gleichgewichtslage wird (Fig. 3, IV, *b*). Alle Symmetrie hat also jetzt aufgehört: nur für

$$(M - M') \cos \frac{\varphi}{2} = (M + M') \sin \frac{\varphi}{2}$$

sind die stabilen und labilen Gleichgewichtslagen wieder symmetrisch angeordnet in Bezug auf den Durchmesser, der den 135^0-Punkt mit dem 315^0-Punkt verbindet. Die Bedingung für das Auftreten der beiden Gleichgewichtslagen im vierten Quadranten heisst alsdann

$$2\, m_0 \cos \varphi \,.\, \cos 45^0 > (M - M') \cos \frac{\varphi}{2} + (M + M') \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Lässt man d oder φ oder beide in der Vorstellung kleiner werden, so nähert sich der Zustand dem entsprechenden unter denen, die wir schon unter den einzelnen Nummern betrachtet haben. Wichtiger ist die Erwägung, was sich ereigne, wenn m_0 im Vergleich zu $M - M'$

und sin $\frac{\varphi}{2}$ sehr klein wird, da, wenn auch m_0, wie bemerkt, physikalisch nicht $= 0$ werden kann, dieser Fall doch, wegen des unvollkommenen Parallelismus der Nadeln und ihres im Vergleich zu m_0 allzu beträchtlichen Unterschiedes, in Wirklichkeit gerade der am häufigsten vorkommende ist, ja bis zu Hrn. Sauerwald der allein beobachtete war. Wie man leicht erkennt, bestehen alsdann die beiden Gleichgewichtslagen im vierten Quadranten nicht, und die beiden anderen entfernen sich, unter sonst gleichen Umständen, je kleiner m_0, um so mehr, die stabile von der ersten Meridian-, die labile von der zweiten Aequatorialstellung, um sich dem nämlichen Durchmesser zu nähern, mit dem sie für $m_0 = 0$ zusammenfallen (Fig. 3, V). Die Lage dieses Durchmessers, zu dessen beiden Seiten die Kräfte symmetrisch vertheilt sind, wird bestimmt durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{M - M'}{M + M'} \cot \frac{\varphi}{2},$$

welche mit der von Hrn. Lloyd gegebenen (I) gleichbedeutend ist, und mit Hülfe einer ähnlichen Construction [13] die nämlichen Schlüsse zulässt, wobei aber die Grösse von φ unbeschränkt bleibt.

Versucht man nunmehr das Ermittelte auf Hrn. Sauerwald's Beobachtung anzuwenden, so lässt sich so viel sagen, als dass jedenfalls an seinen Nadelpaaren φ noch nicht ganz $= 0$ gewesen sei, weil nämlich die beiden stabilen Gleichgewichtslagen nicht in den Meridian fielen. Ob $d = 0$ war oder noch einen endlichen Werth besass, würde davon abhangen, ob die stabilen Gleichgewichtslagen in gleichem oder in ungleichem Abstand vom Meridian, und dem entsprechend die labilen genau oder nicht genau auf dem Aequator stattfanden (vergl. Fig. 3, III, *b* und IV, *b*), worüber es an Bestimmungen gebricht. Unter allen Umständen setzt das Bemerkbarwerden der vertheilenden Wirkung der Erde voraus, dass d und φ beide äusserst klein seien, und Hrn. Sauerwald's Wahrnehmung liefert einen neuen Beweis dafür, dass es ihm gelungen sei, wenn nicht die magnetische Gleichheit, doch den Parallelismus seiner Nadelpaare weiter zu treiben, als irgendwer vor ihm.

Diese Wahrnehmung lehrt uns, ohne Messung der Schwingungsdauer, die bei sehr astatischen Nadelpaaren nur unsichere Ergebnisse liefert, beurtheilen, nicht allein, ob ein gegebenes Nadelpaar den höchsten Grad der Astasie erreicht habe, dessen es vermöge des Parallelismus seiner Axen fähig ist, sondern auch, ob dieser Grad so hoch sei, wie man ihn wirklich herzustellen vermag.

Eine messende Untersuchung so hoch astatischer Nadelpaare zur Prüfung obiger Theorie würde unter anderen fast unbesiegbaren Schwierig-

keiten noch ganz besonders auf die stossen, dass es an einem Mittel fehlt, eine labile Gleichgewichtslage scharf zu bestimmen. Eine solche Untersuchung würde sich übrigens um so weniger der Mühe verlohnen, als man auch jetzt noch nicht auf einen vollkommenen Einklang der Erfahrung mit der Theorie rechnen dürfte. Noch immer ist diese nur als eine erste Annäherung zu betrachten, wobei mindestens zwei Umstände [14] vernachlässigt sind, welche scheinen bei hinreichend genauer Beobachtung zu Abweichungen Anlass geben zu müssen.

Erstens haben wir $m = m' = m_0 = const.$ gesetzt. Dies hätte wenig zu sagen, insofern dadurch nur die Natur des Stahls u. d. m. als in beiden Nadeln innerhalb gewisser Grenzen identisch aufgefasst wäre. Allein die Einführung solcher constanten Coëfficienten überhaupt, um die Stärke der durch die Erde erzeugten secundären Momente für ein gegebenes Azimuth zu bemessen, ist nicht in aller Strenge zulässig. Sie setzt voraus, was in Wirklichkeit nicht zutrifft, dass eine noch so stark magnetisirte Nadel durch eine äussere magnetische Kraft einen stets dieser Kraft proportionalen positiven oder negativen Zuwachs erhalte. Bei Berücksichtigung dieses Umstandes verwickelt sich die Sache ausserordentlich, da an Stelle von m, m' neue und unbekannte Functionen der Ablenkung der Nadeln aus dem Meridiane treten.

Für's zweite ist zu bedenken, dass auch die beiden Nadeln auf einander eine vertheilende Wirkung ausüben, durch welche sie sich gegenseitig in astatischer Anordnung verstärken, in umgekehrter schwächen.[1] Dies würde nicht bloss zur Folge haben, dass Messungen von M, M' an den einzelnen Nadeln, von $M - M'$ am astatischen, oder von $M + M'$ am verkehrt zusammengefügten Nadelpaar nicht mit einander stimmen könnten, sondern es würde auch die Stärke der Wirkung, welche die eine Nadel auf die andere ausübt, soviel es sich ohne Rechnung übersehen lässt, abermals eine verwickelte Function des Azimuths sein. In der That würde für $\varphi = 0$ und $d = 0$ in den beiden Aequatorialstellungen die eine Nadel die andere eben so sehr verstärken, wie diese jene; hingegen in einer der Meridianstellungen würde die durch die Erde verstärkte Nadel die dadurch geschwächte unstreitig mehr stärken, als diese jene, so dass der Unterschied der Nadeln in dieser Stellung kleiner als in jener ausfiele.

[1] Vergl. Poggendorff in seinen Annalen. 1838. Bd. XLV. S. 375 ff.

VIII.

Beschreibung einiger Vorrichtungen und Versuchsweisen zu elektrophysiologischen Zwecken.

(Im Auszuge gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 30. Mai 1861.) [1]

Hierzu Taf. I—III.

Ich habe, seit dem Erscheinen meiner 'Untersuchungen über thierische Elektricität', zu dem, was dort über Vorrichtungen und Versuchsweisen zu elektrophysiologischen Zwecken gesagt ist, allerlei hinzuzusetzen gefunden, wovon ich Einiges hier zusammenstellen will, um mich gelegentlich darauf beziehen zu können. Ein Theil davon hat zwar bereits auf anderem Wege, durch meine Vorträge, durch persönlichen Verkehr, durch die aus meinem Laboratorium hervorgegangenen Arbeiten, eine ansehnliche Verbreitung, ja einige Bedeutung für den Fortschritt unserer Wissenschaft erlangt. Ich erfülle aber einen oft gegen mich ausgesprochenen Wunsch, indem ich ausdrücklich und im Zusammenhang eine Schilderung auch dieser schon bekannteren Hülfsmittel gebe.

§. I. Vom Multiplicator.

Die Multiplicatoren für thierisch-elektrische Versuche, wie sie Hr. Sauerwald auf meine Anregung zu bauen begonnen hat, weichen in mehreren Punkten von dem von mir a. a. O. Bd. II. Abth. I. S. 477 beschriebenen Instrument ab. Sie sind aber in Deutschland, ja im Auslande, jetzt so verbreitet, dass eine Beschreibung derselben für überflüssig gelten darf, und die Art sie zu behandeln kann auch als so allgemein bekannt vorausgesetzt werden, dass höchstens einzelne minder auf der Hand liegende Rathschläge noch am Platze scheinen möchten.

---

[1] Abhandlungen der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin 1862. Berlin 1863. 4⁰. Physikalische Klasse. S. 75.

Folgendes Verfahren beim Aufstellen des Multiplicators führt schnell und sicher zum Ziel. Ich nehme an, dass der einfache Coconfaden mit seinem Häkchen bereits eingebracht ist. Man giebt dem Theodolitenfuss [76] des Instrumentes einen beliebigen, durch Rücksichten der Symmetrie oder Bequemlichkeit empfohlenen Stand auf einem Wandconsol, bei dessen Befestigung man nicht ängstlich Eisen zu vermeiden braucht. Unter jede Stellschraube legt man eine der auf ein quadratisches Stück Spiegelglas augekitteten Messingplatten, und befestigt das Stück Glas an das Consol, indem man es mit Kolophoniumkitt umgiesst. Man entfernt die Theilung, und stellt das Instrument wagerecht mittels einer auf den Rahmen aufgesetzten Dosenlibelle. Man hängt an das Häkchen des Coconfadens eine einfache Nadel, und stellt die Windungen ihr parallel. Um diese Stellung künftig wieder zu finden, liest man sie an der unteren Theilung ab.

Nun streicht man die Nadeln bis zur Sättigung auf die a. a. O. S. 484 beschriebene Art, und hängt sie unter einer Glocke über einer Theilung auf, deren Nulllinie im Meridian steht. Man sieht zu, wenn man das Nadelpaar nicht bereits kennt,[1] welche Nadel die stärkere ist, und schwächt diese mittels der Streichnadel bis zu dem Maasse der freiwilligen Ablenkung, das Geschick und Glück, und, wie ich unlängst in POGGENDORFF's Annalen gezeigt habe,[2] der Parallelismus der Nadeln zu erreichen gestatten. Die Theorie verschiedener Fälle stabilen und labilen Gleichgewichtes der Nadelpaare, auf die man dabei stossen kann, habe ich dort, mit Rücksicht auf eine Beobachtung des Hrn. SAUERWALD, entwickelt. Beim Handhaben der Nadeln vergesse man nicht, dass man das Zwischenstück aus Schildpatt besser nicht mit der Hand berührt, durch deren feuchte Wärme es leicht verkrümmt werden könnte,[3] die Nadeln selber aber nicht mit Metallen, auch scheinbar ganz unmagnetischen, weil im Augenblick der Berührung mit einem Magnete, oder der Trennung von demselben, jedes Metall, wegen der darin erzeugten Inductionsströme, sich magnetisch verhält. Einige [77] rühmen das Ver-

---

[1] Zur Kenntniss eines Nadelpaares gehört, dass man wisse: 1. welche Nadel die stärkere, 2. welches der Sinn der freiwilligen Ablenkung des Nadelpaares sei. — Wenn man sich in der Lage befindet, einen unbekannten Streichmagnet anwenden zu müssen, versäume man nicht, zuerst dessen Pole auf die Richtigkeit ihrer Bezeichnung zu prüfen. Sonst läuft man Gefahr, wie es mir einst begegnete, im ferneren Verlaufe der Operation, die schwächere statt der stärkeren Nadel zu schwächen, und vergeblich auf das Eintreten der Astasie zu warten.

[2] S. die vorige Abhandlung.

[3] Aluminium würde als Material für das Zwischenstück jetzt vielleicht den Vorzug vor dem Schildpatt verdienen.

fahren, der Nadel die letzten Striche durch Papier oder Glimmer hindurch zu ertheilen. Leider kann man sich nicht auf Astatischmachen eines bestimmten Nadelpaares mittels einer bestimmten Streichnadel einüben, weil durch das Verkehrtstreichen auch die Streichnadel selber an Magnetismus verliert. Es ereignet sich wohl, dass man mit der Streichnadel keine Schwächung der stärkeren Nadel mehr erhält, wenn man sie an bestimmten Punkten ihres Umfanges, die sich am bequemsten zur Berührung bieten, verkehrt streicht. Alsdann genügt es, die Nadel an einem anderen minder zugänglichen, und deshalb bisher verschont gebliebenen Punkte zu berühren, um einen neuen Fortschritt der Astasie zu bewirken.

Ist das Nadelpaar so astatisch wie möglich, so stellt man die Windungen des Multiplicators mit Hülfe der unteren Theilung in die Ebene der freiwilligen Ablenkung, und hängt das Nadelpaar ein. Es folgt die Compensation der Ablenkungen durch die Drahtmassen, wenn dergleichen vorhanden sind, nach den in meinem Werke[1] gegebenen Regeln, zu denen ich nichts hinzuzufügen wüsste, als dass man zum Compensator statt der Spitze der dort empfohlenen Perlnadeln, die nicht aus hartem Stahl bestehen, besser die der Aachener Nähnadeln Nr. 12 (lang) benutzt.

Hr. Tyndall hat kürzlich die Bemerkung gemacht, dass die gewöhnlich zum Bespinnen angewendete grüne Seide Eisen enthalte und magnetisch wirke, und es ist ihm gelungen, völlig anziehungsfreie Drahtmassen herzustellen, indem er weisse Seide zum Bespinnen nahm.[2] Ich hatte, als ich im Beginn meiner Multiplicatorversuche mit den Ablenkungen durch die Drahtmassen kämpfte, keinen Grund auf die Seide einen Verdacht zu werfen, da ich nicht unterlassen hatte, mich durch chemische Analyse zu überzeugen, dass mein Draht, selbst nach dem Auflösen der vielleicht durch das Ziehen verunreinigten Schicht, Eisen enthielt, und dass Stücke von demselben Kupfer, aus dem er gezogen war, stark magnetisch wirkten.[3] Der Kupferdraht, den Hr. Sauerwald neuerdings zu seinen Multiplicatoren ver- [78] wendet hat, ist durch Stein gezogen, und trotzdem magnetisch, auch wenn er mit weisser Seide besponnen wird. Es würde also Täuschung sein, wenn man hoffte, fortan

---

[1] Bd. II. Abth. I. S. 485 ff. — Auf S. 494 ist ein verwirrender Druckfehler stehen geblieben. Es ist nämlich daselbst der Satz „Sie bleibt gestaltet etwa wie die kurzpunktirte Curve in Fig. 126“ (Z. 14 und 15 von oben) zu streichen, da diese Curve, um die Figur nicht noch mehr zu verwickeln, fortgelassen wurde.

[2] Philosophical Transactions etc. For the Year 1861. p. 2; — Poggendorff's Annalen u. s. w. Bd. CXIII. 1861. S. 2.

[3] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 164. 187.

durch blosse Anwendung weisser Seide zum Bespinnen sich vor den Ablenkungen durch die Drahtmassen zu schützen. Sondern die nächste Aufgabe wird bei uns noch immer sein, sich eisenfreies Kupfer zu verschaffen. Nach Hrn. MAGNUS' Versuchen[1] ist galvanoplastisches Kupfer keineswegs ohne Weiteres als eisenfrei anzusehen; es kann erst durch ein so mühseliges und kostspieliges Verfahren eisenfrei erhalten werden, dass es vermuthlich in jeder Beziehung vortheilhafter wäre, Silber zu verwenden. Die Schwierigkeiten, auf die Hr. MAGNUS bei Herstellung eines eisenfreien Gewindes zu thermoëlektrischen Zwecken stiess, dürften sich aber noch steigern, wenn es sich darum handelte aus dem galvanoplastischen Kupfer so feine Drähte zu ziehen, wie man ihrer zu thierisch-elektrischen Versuchen bedarf. Unter diesen Umständen wird das Gerathenste sein, den Draht aus England zu beziehen, wo von elf Proben neun sich Hrn. TYNDALL diamagnetisch zeigten.

Das Nadelpaar muss gut centrirt sein, nicht allein wegen der Fehler der Ablesung, die aus der mangelhaften Centrirung entspringen, sondern auch aus folgenden Gründen. Hängt es excentrisch, so wird es erstens bei starken das Gewinde durchkreisenden Strömen leichter nach einer Seite hin gezogen und dadurch in Pendelschwingungen versetzt. Zweitens ist zu bedenken, dass die Anziehungen, welche nicht eisenfreie Drahtmassen und das Berichtigungsstäbchen auf das Nadelpaar ausüben, von der Höhe abhangen, in der dasselbe im Rahmen schwebt, oder von der Länge des Fadens. Diese Länge unterliegt, wenn nicht besondere Maassnahmen getroffen sind, wegen der wechselnden Feuchtigkeit der Luft, fortwährenden Schwankungen, deren grössere Werthe man bei einiger Aufmerksamkeit leicht beobachten kann. Nun aber kommt das Gleichgewicht des Nadelpaares im Azimuth zu Stande durch Zusammensetzung jener beiden Kräfte mit der Richtkraft der Erde. Aendern sich also jene Kräfte in Folge einer Höhenschwankung der Nadeln, so muss auch im Allgemeinen die Gleichgewichtsstellung der Nadeln eine andere werden. Abgesehen von anderen denkbaren Fällen, die kein [79] praktisches Interesse haben, trifft dies nur dann nicht zu, wenn 1. die magnetischen Axen beider Nadeln in einer Ebene liegen, und wenn 2. diese Ebene zusammenfällt mit der, welche das in sich völlig gleichartig gedachte Gewinde der Länge nach hälftet. Alsdann nämlich werden die obigen drei Kräfte gleichzeitig in jeder Höhe Null, und folglich die Stellung des Nadelpaares unabhängig von der Länge des Fadens. Allein dies setzt,

---

[1] Physikalische Abhandlungen der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Aus dem Jahr 1851. 4. S. 6. (8); — POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1851. Bd. LXXXIII. S. 474.

wie man sieht, wiederum voraus, dass das Nadelpaar centrisch hänge. Bei der Schwierigkeit, die hier vorgeschriebenen Bedingungen in Strenge zu erfüllen, und der verhältnissmässig geringen Sorgfalt, die wohl darauf verwendet worden ist, bin ich überzeugt, dass dies der wahre und einfache, wenn auch ziemlich verborgene Grund jener ewigen Schwankungen der Gleichgewichtslage des Nadelpaares ist, welche den früheren Beobachtern, und vormals mir selber, so viel zu schaffen machten, und die man sich durch Luftströmungen, durch thermisch bewirkte Aenderungen in der Intensität der Nadeln u. d. m. stets nur dürftig erklärte.[1] Man sehe z. B. die Hypothesen, in denen sich darüber Melloni ergeht, der übrigens die freiwillige Ablenkung astatischer Nadelpaare, deren Theorie schon Nobili richtig gegeben hatte, unbegreiflicherweise von der Torsion des Fadens ableitete.[2]

Natürlich wird man sich jetzt nicht damit begnügen, die Nadeln möglichst zu centriren, sondern man wird zugleich suchen, die Länge des Fadens beständig zu erhalten, indem man die Luft unter der Glocke austrocknet. In der That habe ich, seit ich dies thue, von jenen Schwankungen nichts mehr verspürt, obschon ich den erhabenen Rand um die Theilung, den ich zum Schutze der oberen Nadel gegen Luftströmungen empfahl,[3] längst aufgegeben habe. Die Austrocknung kann übrigens nur einen günstigen Einfluss auf den Isolationszustand des Gewindes ausüben. Als Austrocknungsmittel gebe ich aus verschiedenen Gründen dem Kali kausticum fusum (in baculis) den Vorzug. Um das Kali zu beherbergen, habe ich Porzellangefässe von geeigneter Gestalt anfertigen lassen, die jederseits vom Rahmen zwischen demselben und dem die Nadeln tragenden Bügel Platz finden. Wenn längere Zeit nicht gearbeitet wird, thut man wohl, die [80] Gefässe zu entfernen, damit nicht überkletterndes kohlensaures Kali Schaden stifte.

Nobili wollte bekanntlich, dass die untere Nadel die stärkere sei, weil dabei die Summe der elektrodynamischen Wirkungen, die das System erfährt, grösser ausfalle.[4] Man könnte einwenden, dass dafür die Astasie des Systemes dadurch vermindert werde, dass die ohnehin stärkere untere Nadel mehr als die schwächere obere durch den Strom gestärkt werde. Auf alle Fälle glaube ich, dass wenn ja ein Verlust an Empfindlichkeit daraus entspränge, dass die obere Nadel die stärkere ist, er durch den Vortheil aufgewogen würde, dass man gelegentlich, ohne das Nadelpaar

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 192.
[2] La Thermochrôse ou la Coloration calorifique etc. Naples 1850. p. 33 et suiv.
[3] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 485.
[4] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 173.

aus dem Rahmen zu entfernen, der Astasie nachhelfen kann. Dazu braucht man nur den Faden herabzulassen, so dass die obere Nadel auf der Theilung ruht, und diese Nadel wieder mit der Streichnadel verkehrt zu streichen. Während man die eine Hälfte der Nadel streicht, hält man die andere mittels eines aufgedrückten Haarpinsels fest.

Schliesst man einen Multiplicator durch einen Draht von verschwindendem Widerstande, so üben die Windungen auf die schwingende Nadel eine dämpfende Wirkung aus, die im Allgemeinen mit der Masse der Windungen wächst, aber unabhängig davon ist, ob die Windungen zu halber Länge und doppelter Dicke, oder zu ganzer Länge und einfacher Dicke verbunden sind. Bei den Nerven- und auch schon bei den Muskel-Multiplicatoren erreicht diese Wirkung einen solchen Grad, dass die Nadel dadurch ziemlich eben so schnell beruhigt wird, als man dies, selbst bei ansehnlicher Uebung, durch ein Magnetstäbchen zu thun vermag.[1] Lasse ich die Nadel meines Multiplicators von 24160 Windungen von 90° fallen, das einemal bei offenem, das anderemal bei geschlossenem Multiplicatorgewinde, so erhalte ich folgende Reihe von Ausschlägen:

Gewinde						
offen:	+ 90	— 60	+ 26	— 18	+ 10	u. s. w.
geschlossen:	+ 90	— 28	+ 8	— 6	+ 2.	

Der nächste negative Ausschlag kann wegen des Ausschnittes in der Theilung zum Durchlassen der unteren Nadel nicht mehr abgelesen werden. Bei Versuchsreihen, wo man rasche Beruhigung der Nadel braucht und ander- [81] weitig zu thun hat, namentlich aber in Vorlesungen, ist dies Verfahren sehr nützlich.

Hr. Sauerwald giebt, auf meine Veranlassung, seinen grossen Multiplicatoren einen Stromwender bei, der mit Leichtigkeit verschiedene Combinationen der beiden Multiplicatordrähte mit der Kette und mit einer Nebenschliessung herzustellen erlaubt. Mit Hülfe davon kann man 1) die Kette, mit Ausschluss des Multiplicators, in sich schliessen, 2) den Strom nur durch eine bestimmte Windung, 3) durch beide Windungen hintereinander oder 4) zugleich hindurchlassen, 5) eine Nebenschliessrolle aus Neusilberdraht zum Multiplicator anbringen, wodurch er, bei ganzer Länge und einfacher Dicke, die passende Empfindlichkeit für den Muskelstrom erlangt; endlich 6) den Strom im Multiplicator bei irgend einer dieser Combinationen umkehren. Ich selber verdanke den Hrn. Siemens und Halske einen noch vollständigeren Stromwender, welcher nämlich den Strom auch noch beliebig durch die eine oder die andere der beiden

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 192.

Windungen zu senden erlaubt. Von Wichtigkeit unter diesen Combinationen sind indess nur die mit 1., 3., 5. und 6. bezeichneten. Mit Hülfe geeigneter Nebenschliessungen lässt sich dem Multiplicator jeder gewünschte Grad von Unempfindlichkeit geben. Die Verminderung des Widerstandes des Multiplicators durch gleichzeitige Benutzung beider Drähte kommt bei thierisch-elektrischen Versuchen kaum jemals vor. Ja, da neuerdings mehrmals Multiplicatorgewinde dadurch unbrauchbar geworden sind, dass die beiden Drähte sich irgendwo im Inneren metallisch berührten, die Anwendbarkeit des Multiplicators als Becquerel'sches Differentialgalvanometer aber vollends entbehrlich erscheint, so habe ich Hrn. Sauerwald gerathen, das einst von Nobili eingeführte Bewickeln der Rahmen mit zwei Drähten überhaupt ganz aufzugeben. Freilich wird das Bewickeln mit nur einem Drahte insofern mühsamer, als doppelt so viele Windungen aufzutragen sind. Dafür legt sich indess ein Draht leichter zurecht als zwei, und man hat die Sicherheit, dass durch einen etwa entstehenden Isolationsfehler nie mehr als höchstens zwei Lagen ausser Wirkung kommen.

Der Stromwender muss nicht auf dem Consol angebracht sein, da das Handhaben der Vorreiber die Nadeln erschüttern könnte.

Unter den Combinationen des Stromwenders fehlt zwar die, deren man bedarf, um die Beruhigung der Nadeln durch Dämpfung möglichst voll- [82] kommen zu bewerkstelligen, nämlich das Schliessen des Multiplicators durch einen kurzen metallischen Bügel. Inzwischen leistet das Schliessen durch die Nebenschliessrolle (Combination 5) fast das Nämliche, da es an meinem Multiplicator, beim Fallenlassen der Nadel von der Hemmung, folgende Reihe von Ausschlägen liefert: + 90 — 32 + 8·5 — 6 + 3, die, wie man sieht, mit der ohne Rolle gewonnenen so zusammenfällt, dass es auf den Unterschied nicht ankommt.[1]

Um die Uebersicht der Versuche zu erleichtern, ist es vortheilhaft, die Verbindungen so herzustellen, dass das beobachtete Ende der Nadel sich im gleichen Sinne bewegt, wie der Strom zwischen den Zuleitungsgefässen.

Sollen Ablenkungen, oder Veränderungen derselben, von nur wenigen Graden beobachtet werden, so wird es, um Täuschungen durch die Parallaxe der Nadel in Bezug auf die Theilung zu vermeiden, nothwendig, sich eines Fernrohres zu bedienen, welches so aufgestellt sein muss, dass es der Nadel in ziemlich hohe Ablenkungen folgen kann. Statt auf die in meinem Werke, a. a. O. S. 484. 485, beschriebene Art,

[1] [Bei der zuletzt angenommenen Form des Stromwenders wird der Multiplicator beim Schliessen der Kette in sich stets zugleich auch in sich geschlossen.]

kann dies auch so geschehen, dass das Fernrohr auf einem kreisförmigen Schlitten um den Multiplicator läuft. Eine solche Einrichtung hatte Hr. Halske die Güte, für mich auszuführen. Beiden Anordnungen, wobei das Fernrohr die Nadel schräg durch die Glocke betrachtet, ist wohl die schon vor langer Zeit von Hrn. Lenz angewendete vorzuziehen, bei der über der Spiegelplatte, die oben die Glocke schliesst, ein passend geneigter Spiegel oder ein Prisma angebracht wird, worin ein wagerechtes Fernrohr das Bild der Nadel erblickt.[1]

Schliesslich stelle ich die Literatur über Hydro- und Thermomultiplicatoren, seit dem Eingangs bezeichneten Zeitpunkte, so weit sie uns angeht und in dem Vorigen noch nicht berührt wurde, hier zusammen.

1. Lenz, Poggendorff's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVI. S. 500.
2. Reuben Philips, *The Philosophical Magazine etc. 1849. Vol. XXXIV. p. 502; — L'Institut. 1849. t. XVII. No. 819.*
3. Donovan, *Transactions of the Royal Irish Academy. Vol. XXII. Dublin 1849. 4. P. III. p. 233.*
4. Buff, Annalen der Chemie und Pharmacie. 1854. Bd. XC. S. 186.
5. De la Provostaie, *Annales de Chimie et de Physique. Octobre 1858. 3me Série. t. LIV. p. 129.*
[83] 6. Wiedemann, Die Lehre von den Wirkungen des galvanischen Stroms in die Ferne. Braunschweig 1861. S. 210.
7. Dub, Der Elektromagnetismus. Berlin 1861. S. 27.
8. Magnus, Monatsberichte der Akademie. 1861. S. 248.

§. II. Vom Gebrauch der Spiegelbussolen zu thierisch-elektrischen Versuchen.

Schon in meinen 'Untersuchungen' vom Jahr 1848[2] habe ich die Vermuthung ausgesprochen, dass man zur messenden Beobachtung der thierisch-elektrischen Ströme sich der Poggendorff'schen, von Gauss und Hrn. Weber vervollkommneten Methode der Spiegelablesung würde bedienen können. Auch habe ich bereits im April 1851 im physikalischen Cabinet zu Leipzig mit Hrn. Hankel den Muskelstrom am Elektrodynamometer beobachtet, und Hr. Helmholtz hat das Jahr darauf in Königsberg seinen Zuhörern meine Versuche an einer Spiegelbussole mittels des später von mir beschriebenen Verfahrens gezeigt, wobei die Ablenkung des Spiegels durch die Bewegung eines davon zurückge-

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1835. Bd. XXXIV. S. 387.
[2] A. a. O. Bd. I. S. 197.

worfenen Lichtbündels sichtbar wird.[1] So lange indessen die Ladungen der Platinelektroden messende Versuche in diesem Gebiet überhaupt vereitelten, fehlte es an einer bestimmten Veranlassung, den Multiplicator für die Spiegelbussole aufzugeben. Als aber durch Erfindung der unpolarisirbaren Elektroden dies Hinderniss beseitigt war, wies ich sogleich auf den Vortheil hin, den jetzt die Spiegelablesung hier verspreche. „Mit den absolut gleichartigen, unpolarisirbaren verquickten Zinkelektroden „zur Ableitung; mit dem Princip der Nebenleitung zur Erzeugung auf's „Feinste abgestufter elektromotorischer Kräfte jeder Ordnung; endlich „mit der Spiegelbussole, die, bei gleicher Empfindlichkeit mit dem Nerven-„Multiplicator, keiner schwierigen und vergänglichen Graduirung mehr „bedarf: steht jetzt nichts mehr in diesem Gebiete," sagte ich damals, „der Ausführung messender Versuche entgegen, und eine neue Bahn „wichtiger Untersuchungen ist eröffnet."[2]

[84] In demselben Aufsatz, S. 49. 50, führte ich an, dass meine von Hrn. Sauerwald nach Hrn. Wiedemann's Modell gebaute Bussole, mit 12000 Windungen feinen Drahtes versehen, bei 2285 mm Abstand der Scale vom Spiegel, ohne dass diesem etwas von seiner Richtkraft genommen werde, bereits eine Empfindlichkeit zeige, die sich der des Nerven-Multiplicators nähere, indem dieser, zwei seiner Grade auf einen Scalentheil gerechnet, innerhalb der ersten 55° allerdings die grössere relative, und innerhalb der ersten 65° die grössere absolute Empfindlichkeit besitze, darüber hinaus jedoch der Bussole mehr und mehr nachstehe.[3]

---

1 S. oben S. 131. Abh. VI.

2 S. oben Abh. IV. S. 76. 77.

3 Um dies zu prüfen, hatte ich durch beide Instrumente hintereinander einen von einer beständigen Kette abgeleiteten Stromzweig geschickt, dessen Stärke durch Verlängern der Nebenschliessung schrittweise erhöht wurde. Mit gleicher absoluter Empfindlichkeit ist im Obigen gemeint, dass die beiden Instrumente um dieselbe Zahl gleichwerthiger, d. h. also z. B. durch Schätzung gleich sicher in Zehntel zu theilender Abschnitte ihrer Theilung abgelenkt werden, mit gleicher relativer Empfindlichkeit, dass ein gleicher Stromzuwachs einen gleichen Ablenkungszuwachs bewirkt. Trägt man auf eine Abscissenaxe, welche die wachsenden Stromstärken bedeutet, die entsprechenden Ablenkungen des Multiplicators und der Spiegelbussole als Ordinaten auf, so liegt die stark gegen die Abscissenaxe concave Multiplicatorcurve anfangs über der Geraden, welche den Gang der Bussolenablenkungen darstellt, bei etwa 55° ist die Tangente an der Multiplicatorcurve dieser Geraden parallel, d. h. die relativen Empfindlichkeiten sind gleich, bei etwa 65° schneiden sich die Curve und die Gerade, oder die absoluten Empfindlichkeiten sind dieselben, endlich bei 90° schliesst sich die Curve einer der Abscissenaxe parallelen Geraden asymptotisch an, während die Gerade bis zu den Grenzen der Scale, 1000 Graden oder 500 Scalentheilen entsprechend, ihre Richtung behält.

Für die meisten Versuche über den Muskelstrom reicht die Empfindlichkeit der Bussole in dem bezeichneten Zustand aus. Ein Adductor magnus vom Frosch, auf die Thonschilder der sogleich zu beschreibenden neuen Zuleitungsgefässe mit Längsschnitt und künstlichem Querschnitt aufgelegt, giebt gegen 300 ^{sc} (Scalentheile) beständiger Ablenkung. Für den Nervenstrom dagegen ist die Bussole, wegen der linearen Gestalt ihrer Intensitätencurve, unter denselben Umständen noch nicht empfindlich genug, da ein Ischiadnerv vom Frosch höchsten 25 ^{sc} beständiger Ablenkung giebt; und ebensowenig würde sie für die negative Schwankung des Muskelstromes des einen Armes ausreichen. Um die Empfindlichkeit zu erhöhen, gebietet man über verschiedene Mittel. Man kann die Anzahl der Windungen, die Entfernung der Scale vom Spiegel, die Vergrösserung des Fernrohres steigern; man kann [85] endlich auch die Richtkraft des Spiegels vermindern, indem man die Wirkung der Erde durch die eines passend genäherten Magnetes zum Theil aufhebt. Bei dem letzteren Verfahren gelingt es sehr leicht, auch für die Versuche an Nerven überflüssige Empfindlichkeit herzustellen.

Welch grosser Vortheil aus dem linearen Gange der Intensitätencurve an der Spiegelbussole entspringe, auch wenn man keine Messungen bezweckt, bedarf nicht der Erwähnung. Die relative Empfindlichkeit bleibt bei jeder noch verwendbaren Ablenkung die nämliche, und von dem Verhältniss grosser und kleiner Stromstärken erhält man unmittelbar eine richtige Vorstellung, statt des mehr oder weniger verzerrten Bildes, welches jede andere galvanometrische Vorrichtung davon entwirft. Die Spiegelbussole erfüllt ohne Weiteres das Bedürfniss der Elektrophysiologie nach einem Galvanoskop von grosser Empfindlichkeit bei kleiner Schwingungsdauer des magnetischen Systems. Die starke Dämpfung der Schwingungen durch die Kupferhülse ist in unseren Versuchen, wo es sich, wie ich zeigen werde, auch bei unpolarisirbaren Zuleitungsgefässen noch stets um unbeständige Ströme handelt, von unschätzbarem Nutzen. Nimmt man hinzu, dass die Spiegelbussole von allen Schwierigkeiten der Handhabung, die dem Multiplicator mit astatischem Nadelpaar stets anhaften werden, frei ist, und dass ihr Preis, mit Inbegriff eines Steinheil'schen Fernrohrs, den eines Multiplicators ersten Ranges lange nicht erreicht, so drängt sich die Frage auf, ob nicht überhaupt der Multiplicator ganz für die Spiegelbussole aufzugeben sei. Wirklich muss ich sagen, dass ich selber mich seit jenem Zeitpunkte mit grossem Vortheil der Bussole fast ausschliesslich zu meinen Untersuchungen bedient habe.

Inzwischen hat diese auch ihre Mängel. Sie verlangt zu ihrer Aufstellung Räumlichkeiten, über die nicht Jeder verfügt; und obschon ein Multiplicator, wie eben bemerkt wurde, theurer sein kann, als Bussole

und Fernrohr, so kann er doch auch weit billiger hergestellt werden. In dem Stübchen, wo ich den grössten Theil meiner Untersuchungen gemacht habe, hätte ich keine Spiegelbussole aufstellen können, selbst wenn meine Mittel mir damals erlaubt hätten, eine solche anzuschaffen, anstatt mir einen Multiplicator zu bauen. Dies sind Verhältnisse, die heute, wo jede Universität ihr physiologisches Laboratorium hat, nicht wiederkehren [86] können. Aber Anderes bleibt zum Troste derer zu erwägen, die sich jetzt vielleicht ungern auf den Gebrauch des Multiplicators angewiesen sehen. Das leichte Nadelpaar eines Multiplicators ist für Erschütterungen viel weniger empfindlich als der Spiegel. Die Störungen durch die elektromagnetischen Eisenkerne, z. B. des Magnetelektromotors, des Fallhammers, machen sich an der Bussole auf viel grössere Entfernungen sichtbar als am Multiplicator. Die Unstetigkeit des Nullpunktes an der Bussole ist lästig, selbst wenn dem Magnet nichts von seiner Richtkraft genommen wird. Sie wächst mit wachsender Astasie zuletzt zu einem unerträglichen Missstande.[1] Nachts bleibt Beleuchtung der Scale in solcher Ausdehnung, wie sogenannte qualitative Versuche es erheischen, bei denen man oft nicht vorher weiss, in welcher Richtung und Grösse der Ausschlag erfolgen wird, stets eine missliche Aufgabe. Namentlich aber ist an der Spiegelablesung auszusetzen, dass man dabei nicht, während man mit einem Versuch beschäftigt ist, zugleich aus der Ferne und mit einem Blick übersieht, was im Kreise vorgeht. Die Stellung der Nadel auf der Multiplicatortheilung, der Sinn ihrer Bewegung, verrathen selbst im indirecten Sehen sofort den elektrischen Vorgang; die Spiegelbussole dagegen verlangt immer eine mit dem Auge am Fernrohr gemachte Ablesung. Ist der Versuch der Art, dass man ihn erst vollständig einrichten, und dann ohne hinzusehen durch eine einfache Handbewegung die beabsichtigte Wirkung herbeiführen kann, so hat dies nichts zu bedeuten. Viele Versuche erlauben aber nicht solches Verfahren, und alsdann braucht man zum Ablesen der Bussole einen Gehülfen, was namentlich bei qualitativen Versuchen unbequem ist, wo die Beobachtungen sich nicht regelmässig folgen, sondern jeden Augenblick durch Ueberlegungen und durch Vorbereitungen, deren Bedürfniss sich einstellt, unterbrochen werden können. Auch zur Demonstration ist die Spiegelbussole nicht geeignet, wenn man nicht schon für zwei Personen zu dem ziemlich umständlichen Verfahren greifen will, dessen oben S. 152. 153 gedacht wurde.

Es bleiben somit den Multiplicatoren für jetzt auch noch einige Vorzüge, und da sie ohnehin zur Zeit die am meisten verbreitete

---

[1] S. unten, Abh. XV.

galvanometrische Vorrichtung sind, so habe ich nicht für unnütz gehalten, hier noch einmal auf deren Handhabung zurückzukommen.

[87] Die Theorie der Spiegelbussolen findet sich an verschiedenen Stellen so vollständig entwickelt und ihre Behandlung ist so einfach, dass darüber nichts weiter zu sagen ist. Doch will ich bemerken, dass ich mich bei längerem Gebrauch der Spiegelablesung zu elektrophysiologischen Zwecken nicht in die von den magnetischen Beobachtungen herstammende Gewohnheit habe finden können, eine in 1000^{mm} getheilte Scale so anzuwenden, dass der Faden ungefähr mit der Mitte ihrer Länge zusammenfällt. Bei messenden Versuchen nach vorher bestimmtem Plane, deren Ergebnisse rechnend verwerthet werden sollen, mag dieses Verfahren am Platze sein. Bei qualitativen Versuchen dagegen, wo es darauf ankommt, das Ergebniss augenblicklich zu fassen um darauf weiter zu bauen, ziehe wenigstens ich die unmittelbare Anschauung einer Zahl, deren Gewinnung durch Subtraction zweier vierstelligen Zahlen von einander vor. Meine Scale hat daher den Nullstrich in der Mitte, und ich verschiebe sie vor jedem Versuch mittels Zahn und Trieb so, dass der Faden den Nullstrich deckt. Entsprechend der oben S. 151 für die Aufstellung der Multiplicatoren gegebenen Regel ist die Anordnung getroffen, dass der Faden sich im Fernrohr über die Scale scheinbar in der Richtung bewegt, wie der Strom zwischen den Zuleitungsgefässen auf dem Tisch vor mir. Um aber auch, wenn das Scalenbild unbeweglich abgelenkt ist, den Sinn sofort zu erkennen, in dem dies geschah, sind die Zahlen der im Fernrohr rechts erscheinenden Scalenhälfte roth, die der anderen wie gewöhnlich schwarz mit der Schablone aufgetragen.[1]

---

[1] Zu meiner Freude erfuhr ich, nachdem der vorliegende Paragraph im Wesentlichen druckfertig war, auf der Reise durch Göttingen gegen Ende April d. J., von Hrn. Professor Meissner, dass er sich mit dem im Bau der Instrumente mit Spiegelablesung so erfahrenen Hrn. Inspector Meyerstein verbunden habe, um ein für elektrophysiologische Zwecke geeignetes Galvanometer der Art zu Stande zu bringen. Dasselbe ist seitdem unter dem vielleicht nicht ganz bezeichnenden Namen eines Elektrogalvanometers in Henle's und Pfeuffer's Zeitschrift (3. Reihe. Bd. XI. S. 193) und in Poggendorff's Annalen (1861. Bd. CXIV. S. 132) beschrieben worden, und seine Leistungen lassen, wie es scheint, kaum etwas zu wünschen übrig. Der Magnetstab, mit dessen Hülfe die Richtkraft des beweglichen Magnetes verkleinert wird, ist hier gleich an dem Instrument in passender Weise angebracht, wodurch die Aufstellung sehr erleichtert wird.

Sinnreich, und den Verfassern eigenthümlich, ist die Spaltung dieses Hülfsmagnetes in einen stärkeren unverrückt bleibenden, und einen schwächeren verschiebbaren, wodurch erreicht wird, dass man, um eine hinreichend kleine Abänderung der Wirkung auf den aufgehängten Magnet auszuüben, nicht, wie es sonst der Fall sein würde, einer ausserordentlich feinen Einstellung des festen Magnetes bedarf

[88] §. III. Von den Zuleitungsgefässen.

Das cylindrische Glasgefäss, mit innen angekitteter Holznase zum Unterstützen der Bäusche, wie es in meinen 'Untersuchungen' als Zu-

---

Die Verfasser irren jedoch, wenn sie die Anwendung eines festen Magnetes zum Astatischmachen eines beweglichen für etwas Neues halten, und Hrn. W. Weber zuschreiben, da dies allbekannte und längst zum Gemeingut gewordene Verfahren nicht nur der Anwendung der Doppelnadel im Multiplicator durch Nobili, sondern sogar ihrer Erfindung durch Ampère vorherging. Hauy gab dies Verfahren 1817 an, um die Compassnadel der Mineralogen zu befähigen, schwache Spuren von Magnetismus sichtbar zu machen. (Mémoires du Müséum d'Histoire naturelle etc. 4. t. III. 1817. p. 172; — Annales des Mines etc. 1817. t. II. p. 329; — Gilbert's Annalen der Physik. 1819. Bd. LXIII. S. 104.) Dieses Kunstgriffes bedienten sich sodann Hr. Biot und Savart im Jahr 1820 bei ihrer Untersuchung über das Gesetz, wonach die Wirkung des Stromes auf die Magnetnadel mit der Entfernung abnimmt, um die schwingende Nadel der Erdkraft zu entziehen. (Annales de Chimie et de Physique. 1820. t. XV. p. 222; — Ampère et Babinet, Exposé des nouvelles Découvertes sur l'Électricité et le Magnétisme. Paris 1822. p. 59; — Fechner's Bearbeitung von Biot's Lehrbuch der Experimental-Physik u. s. w. Leipzig 1829. Bd. IV. S. 158.) In der Abhandlung vom Jahr 1825, worin er den Multiplicator mit Doppelnadel beschreibt, führt Nobili selber an, dass die Physiker sich bisher, um die Empfindlichkeit des Schweigger'schen Galvanometers zu erhöhen, eines darunter angebrachten Magnetstabes bedient hätten, welcher die richtende Kraft der Erde verminderte. (Memorie ed Osservazioni ec. Firenze 1834. vol. I. p. 2.) Als Melloni 1841 vorschlug, die Astasie eines Nadelpaares auf diese Weise zu vergrössern (Archives de l'Électricité. 1841. t. I. 656), erinnerte Hr. Poggendorff sogleich wieder daran, dass in Deutschland dieses Mittel bei einfachen Nadeln längst angewandt worden. (Poggendorff's Annalen u. s. w. 1842. Bd. LVI. S. 370.) Ich selber habe mich desselben, seit ich den Multiplicator mit der Bussole vertauscht habe, stets bedient, um, wo es nöthig war, die Richtkraft des Spiegels zu schwächen; wie aus meinen oben S. 153 angeführten Worten erhellt, mit denen nicht gemeint sein konnte, dass ich dem Spiegel selber Magnetismus nahm, da bekanntlich die Stärke des Magnetismus einer Nadel aus dem Ausdruck für die Grösse ihrer Ablenkung durch den Strom verschwindet (Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 166. 167).

Bei dem Verdammungsurtheil, welches sie über das astatische Nadelpaar fällen, scheinen die Verfasser die eigentliche Spitze der Nobili'schen Erfindung zu übersehen, den glücklichen Umstand nämlich, dass die Wirkung der oberen Windungen auf die obere Nadel die ablenkende Kraft um fast die Hälfte vermehrt, während überdies die eine Nadel die andere verstärkt, statt dass bei ihrem Verfahren die Nadel durch den festen Magnet geschwächt wird. Da es gerade die Aufgabe ist, möglichst grosse Empfindlichkeit bei möglichst kleiner Astasie (d. h. Schwingungsdauer des Systemes) zu erzielen, so bin ich gar nicht so gewiss, ob es an Stelle der von den Hrn. Meissner und Meyerstein getroffenen Einrichtung nicht vortheilhafter wäre, wie Gauss selber es vor bald dreissig Jahren vorschlug (Göttingische Gelehrte Anzeigen. 1832. St. 206. 207. S. 2055; — Poggendorff's

leitungs- [89] gefäss bei thierisch-elektrischen Versuchen beschrieben und abgebildet ist, habe ich längst mit einleuchtendem Vortheil ersetzt durch ein viereckiges Porzellangefäss, dessen vorderer innerer Wand ein Karnies aus demselben Stoffe angeformt ist.

Was die Behandlung der Platinplatten betrifft, so hat so mancherlei Neues, was ich darüber sagen könnte, sein Interesse eingebüsst durch die Entdeckung der merkwürdigen Eigenschaften des verquickten Zinkes in schwefelsaurer Zinkoxydlösung.[1] Ich wüsste keinen Fall, wo nicht diese Combination dem Platin in Kochsalzlösung unbedingt vorzuziehen wäre, und begnüge mich daher mit der Berichtigung eines Irrthums, in den ich bei meinen früheren Aeusserungen über diesen Gegenstand verfallen bin.

Ich habe mir nämlich immer vorgestellt, dass wenn an die Grenze der Messingklemmen und der Platinplatten an meiner Vorrichtung Salzlösung hingelangt, das Platin der betroffenen Seite positiv erscheine.[2] Die beiden einander berührenden Metalle mit dem die Berührungsstelle benetzenden Elektrolyten dachte ich mir als flaches Erregerpaar in dem von mir aufgestellten Sinne,[3] und glaubte, dass wenn man die beiden Metalle durch den Multiplicator verknüpfe, der Stromzweig sichtbar werde, der sich bei dieser Anordnung, trotz der Nebenschliessung durch die Berührungsstelle selber, doch auch durch den Multiplicator ergiessen muss. Der unmittelbare Versuch hat mich aber des Gegentheiles belehrt. Ich löthete einen Kupfer- und einen Zinkdraht, beide von $1 \cdot 3^{\mathrm{mm}}$ Durchmesser, aneinander, brachte sie in den Multiplicatorkreis, und benetzte die Löthstelle mit verdünnter Schwefelsäure. Es gab sich selbst mit halber Länge und doppelter Dicke des Muskel-Multiplicators keine Spur von Wirkung zu erkennen. An der Spiegelbussole erschien, bei nur 53 Windungen dicken Drahtes, eine Ablenkung von etwa 1^{sc}. Da aber dadurch das Kupfer, statt negativ, positiv gegen das Zink angezeigt [90] wurde, so war sie wohl thermoëlektrischen Ursprunges. Wenn also durch ein scheinbar die Grenze der Messingklemmen und Platinplatten benetzendes Tröpfchen Salzlösung eine Ungleichartigkeit

---

Annalen u. s. w. 1833. Bd. XXVIII. S. 251. Anm.), eine Doppelnadel von kräftigen Verhältnissen mit Dämpfung und Spiegelablesung zu versehen, wobei Einem immer noch unbenommen bliebe, die Astasie nach Melloni's Vorschlag mittels des Haüy'schen Verfahrens zu erhöhen. Auch würde so die lästige Empfindlichkeit gegen magnetische Fernwirkungen vermindert sein. (Nachträgliche Anmerkung [vom Jahr 1862].)

[1] S. oben S. 42. Abh. IV.

[2] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 218. 220.

[3] Ebendas. S. 581.

entsteht, so geschieht dies vermuthlich so, dass die Lösung in dem Capillarspalt zwischen den Metallen bis zu Stellen eindringt, die von solchen Punkten, wo die Metalle einander wirklich berühren, hinreichend weit entfernt sind, damit der Widerstand der dadurch gebotenen Bahn nicht völlig verschwinde gegen den des Multiplicatorkreises.

Man kann natürlich die allgemein verbreiteten viereckigen Zuleitungsgefässe aus Porzellan mit ihren Ständern, Messingklemmen und Sicherheitsplatten, wie sie zur Aufnahme zweier Platinplatten bestimmt waren, jetzt auch mit einer verquickten Zinkplatte anwenden, und wird dies in den Versuchen ohne Bäusche, z. B. über die negative Schwankung des Muskelstromes des einen Armes, mit allem Vortheil thun. Viel bequemer zu den Versuchen mit Bäuschen ist die in Fig. 1. Taf. I dargestellte,[1] von Hrn. Sauerwald nach meiner Angabe verfertigte, kleine Vorrichtung; ja wer sie bisher gehandhabt hat, ist einig mit mir darüber, dass sich wohl nur noch wenig daran verbessern lasse.

Auf einen isolirenden Fuss von Kammmasse ist das aus Zink gegossene Zuleitungsgefäss geschraubt. Ausser dem eingetauchten Theile des Bausches fasst es nur wenige Cubikcentimeter Lösung. Innen wird es mit Berjot's Flüssigkeit[2] verquickt, aussen und an den Rändern, welche aber vorher gleichfalls verquickt worden sind, mit Lack überzogen. Der der Hinterseite des Gefässes angegossene Hals trägt einen Knopf aus Kammmasse zum Stützen des Ballens bei feinen Verrichtungen auf den Bäuschen; auch dient er als Henkel zum Anfassen des Gefässes beim Verquicken, Lackiren, Ausspühlen u. d. m. *k* ist eine Doppelklemme zur Aufnahme erforderlichenfalls zweier Drähte. Der Bausch nimmt wie bei den Porzellangefässen die ganze Breite des Gefässes ein. Mit dem unteren Ende seines senkrecht in das Gefäss hinabragenden Theiles stützt er sich unmittelbar auf dessen Boden, mit der unteren Fläche seines wagerecht vorgestreckten Theiles ruht er auf der verquickten Fläche eines Karnieses, welches [91] eine Verbreiterung des vorderen Randes des Gefässes vorstellt. Von den seitlichen Rändern des Gefässes erheben sich Wangen, welche den Bausch vollends gegen seitliche Verschiebung sichern und die Zinkoberfläche vergrössern, die auf möglichst kurzem Wege durch die Lösung von den dem Bausch aufliegenden thierischen Theilen aus erreicht wird. Das Gleiten des Bausches nach rückwärts wird verhindert durch ein Schild aus Kammmasse, welches mittels eines in die Hohlkehle des Karnieses gelegten Kautschukringes gegen den Rücken des Bausches

[1] Der Maassstab von 0·66 bezieht sich auf die dem Beschauer zugekehrte senkrechte Kante des Gefässes.

[2] Comptes rendus etc. 9 Août 1858. t. XLVII. p. 273.

federt. Der hintere Rand der Wangen ist nach der Gestalt dieses Rückens ausgeschnitten. Der Bausch muss so dick sein, dass er das Schild überall von diesem Rande abhält und so den Druck des Schildes vollständig erfährt. Das Schild ist in Fig. 2 *a* von hinten besonders dargestellt. Ausschnitte *a*, *a'* am seitlichen Rande des Schildes verhüten das Ausspringen des Kautschukringes. Der untere Rand des Schildes verschiebt sich auf dem oberen Rande des Gefässes, den die Figur im Durchschnitt zeigt (*r*, *r'*), und zwei von jenem unteren Rande in's Gefäss ragende Zapfen (*z*, *z'*) verhindern, dass das Schild seitlich ausweiche. Diese Einrichtung bietet gegen die ältere den Vortheil, dass die obere Fläche des Bausches von allen Seiten her zugänglich ist. Sonst nämlich wurde dem Rückwärtsgleiten des Bausches dadurch vorgebeugt, dass man die Platinplatten aus der Flüssigkeit hob und gegen den Rücken des Bausches drückte,[1] wo dann die den Bausch überragenden Messingklemmen dessen obere Fläche nach hinten oft störend beschränkten.

Der wesentliche Unterschied zwischen der Handhabung der neuen und der der alten Zuleitungsgefässe besteht darin, dass während diese, um gleichartig zu bleiben, ausser der Arbeitszeit, ja zwischen je zwei Versuchen, sorgfältig mussten geschlossen gehalten werden, diese Nothwendigkeit bei den neuen Gefässen fortfällt. Sobald und so oft man die Vorrichtung zusammenstellt, ist sie gleichartig; sollte sie mit der Zeit etwas ungleichartig werden, so genügt erneutes Verquicken, um den besten Zustand wieder herzustellen. Die einzige Sorge ist also die, dass die Flüssigkeit in den Bäuschen und Gefässen gleichartig bleibe, am sichersten gesättigt, jedoch ohne dass das Zinksalz auskrystallisire. Dazu ist nur nöthig die Vorrichtung, mit einem Vorrath ungelöster Krystalle am Boden der Gefässe, in der feuchten Kammer aufzubewahren.

[92] §. IV. Von den Bäuschen.

Ein anderes Material zum Ersatz der Fliesspapierbäusche ist mir zu finden noch nicht gelungen. Doch giebt es einen Kunstgriff, der ihre Anfertigung sehr erleichtert, nämlich sie im feuchten Zustande mit einer langen geraden und breiten Klinge (einem Tischmesser) zu schneiden, wobei das durch Capillaranziehung bewirkte Haften der Blätter aneinander den Druck der Presse ersetzt. Das Messer schärft man jedesmal, nachdem man eine Fläche am Bausch hergestellt hat, mit einer Schmirgelfeile, welche genau die passende Art von Schneide erzeugt. Ferner pflege ich die Bäusche jetzt an dem Ende, womit sie in die Lösung tauchen,

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 222. Taf. I. Fig. 12.

zusammenzunähen, wie ich dies zur Befestigung des Keilbausches an den Zuleitungsbausch angegeben habe.[1] Dies erlaubt sie gelegentlich, wenn sie längere Zeit ruhen sollen, unter Lösung aufzubewahren, ohne dass ihre Blätter sich verschieben, auch wohl gänzlich von einander lösen. Das Aufbewahren geschieht am besten in weiten und niedrigen Standgefässen mit aufgeschliffenem Glasdeckel, wie man sich ihrer zu Gehirnpräparaten u. d. m. bedient.

§. V. Vom Modellirthon als Ersatzmittel der Eiweisshäutchen.

Mit den von mir sogenannten und früher empfohlenen Eiweisshäutchen hatte ich längst Ursache wenig zufrieden zu sein. Die Blase ist oft ungleich dick, fett, fault leicht und steckt das zum Aufweichen benutzte Hühnereiweiss an, so dass man die aufgeweichten Häutchen nicht vorräthig halten kann. Das Eiweiss selbst ist auch nicht immer von gleicher Beschaffenheit, unangenehm zu handhaben, und es ist sehr fraglich, ob dessen organische Substanz irgend einen Dienst leiste. Die Eiweisshäutchen schmiegen sich nicht gehörig den Bäuschen an, so dass sich Luftblasen darunter fangen u. d. m. Was aber mehr zu bedeuten hat als dies Alles, ihr Widerstand ist kein beständiger, vielmehr ist er, wenn sie mit Zinklösung getränkten Bäuschen aufliegen, in raschem Wachsen begriffen, wie ich beim Untersuchen des Muskelstromes mit unpolarisirbaren Elektroden an der Spiegelbussole bald erfuhr.

[93] Es zeigte sich nämlich, dass trotz der Beseitigung der Polarisation der Elektroden der Strom stets rasch sank. Mit Hülfe des unten zu beschreibenden „Compensators" (§. XI) stellte ich fest, dass dabei die elektromotorische Kraft in viel geringerem Maass abnahm, als die Stromstärke. Es hatte also jedenfalls auch der Widerstand des Kreises zugenommen, und dass die Zunahme die Eiweisshäutchen betraf, ging daraus hervor, dass bei deren Erneuerung der Strom ansehnlich in die Höhe ging.[2] Diese Widerstandszunahme der Eiweisshäutchen rührt nicht von secundärem Widerstand her, von dem bekannt ist, dass er zu seiner Entstehung grösserer Stromstärken bedarf; auch tritt sie, obschon in

---

[1] S. oben Abh. V. S. 89. Anm.

[2] Der Theil der Stromabnahme, der sich nicht auf diese Weise erklärt, sondern auf einer Verminderung der elektromotorischen Kraft beruht, rührt von innerer Polarisation des Muskelgewebes her, wie ich anderswo darthun werde. [Vergl. hierüber die Abhandlung: Ueber die Erscheinungsweise des Muskel- und Nervenstromes bei Anwendung der neuen Methoden zu deren Ableitung, im Archiv für Anatomie u. s. w. 1867. S. 270. — S. diese Abhandlung im zweiten Bande dieser Sammlung.]

geringerem Maass, ein, wenn man die Häutchen durch mehrere mit Kochsalzlösung getränkte Fliesspapierlagen von der Zinklösung trennt.[1] Ebensowenig stammt sie von Austrocknung an der Luft her, da sie im feuchten Raume nicht ausbleibt, und überdies gerade die vom Muskel berührten Stellen der Häutchen vor der Trockniss aus diesem Grunde geschützt sind. Sondern ihre Ursache ist zu suchen in der Wasserentziehung durch die Zinklösung, die sich auch darin ausspricht, dass die Häutchen hornartig trocken und durchscheinend werden und sich stark einrollen.

Da, wie gesagt, auch die Dazwischenkunft von Kochsalzlösung diesen Uebelstand nicht ganz beseitigt, so bin ich neuerdings dazu gelangt, die Eiweisshäutchen ganz zu verwerfen. Den Ersatz, den ich dafür gefunden habe, betrachte ich als eine der glücklichsten Bereicherungen der elektrophysiologischen Technik. Hr. Dr. Rosenthal hatte mich schon darauf aufmerksam gemacht, dass an Stelle des Eiweisses der Eiweisshäutchen sich vermuthlich eine Kochsalz- oder phosphorsaure Natron-Lösung von solcher Concentration mit Vortheil würde anwenden lassen, dass die Nerven oder Muskeln nicht davon leiden.[2] Seine Absicht war, damit, statt der [94] Blase, sogenanntes vegetabilisches Pergament[3] zu tränken. Ich kam auf den Gedanken, den mir bereits von meinen Studien über secundär-elektromotorische Erscheinungen und den secundären Widerstand der feuchten porösen Leiter wohl vertrauten Modellirthon damit anzukneten, der eine sehr geringe innere Polarisation besitzt, keinen secundären Widerstand annimmt, jeder Form sich schmiegt, stets in gleicher Beschaffenheit erhalten, vor Trockniss geschützt so lange man will brauchbar aufbewahrt werden kann, endlich für Salzlösungen sich in den Fristen, die hier in Betracht kommen, so gut wie undurchdringlich verhält. In der Abhandlung über den secundären Widerstand gab ich an, man solle, um letzteren zu vermeiden, die thierischen Theile und Eiweisshäutchen von den mit Zinklösung getränkten Bäuschen stets noch durch Kochsalzbäusche trennen, zwischen diesen und den Zinkbäuschen aber, um die Diffusion der Salzlösungen zu verzögern, ein mehrere Millimeter dickes Blatt Modellirthon anbringen.[4] Die Vorschrift, die ich jetzt gebe, ist viel einfacher; sie besteht darin, die Eiweisshäutchen und Kochsalz-

---

[1] S. oben Abh. V. S. 123. 124.

[2] Kölliker, Verhandlungen der Würzburger physikalisch-medizinischen Gesellschaft. Bd. VII. 1856. S. 145.

[3] A. W. Hofmann, Report on Vegetable Parchment, adressed to Messrs. Thomas de la Rue and Co. London 1858.

[4] S. oben Abh. V. S. 124.

bäusche fortzulassen, und die thierischen Theile unmittelbar mit dem Thon in Berührung zu bringen, diesen aber, um seine Leitungsfähigkeit zu erhöhen, statt mit Wasser, mit einer 0·75—2 %igen Kochsalzlösung zu tränken. Man knetet aus dem Thon eine Platte von der angegebenen Dicke, legt sie auf eine Glastafel, und schneidet daraus mittels einer langen und geraden Klinge (abermals eines Tischmessers) Stücke von etwa 20 ^{mm} Länge und 15 ^{mm} Breite, die man wie früher die Eiweisshäutchen verwendet, um die Bäusche an den Stellen, wo man Muskeln oder Nerven aufzulegen beabsichtigt, damit zu bekleiden. (S. Fig. 1.) Diese Anordnung lässt in der That wenig zu wünschen übrig. Der Widerstand ist gering und beständig; man kann den Thon leicht in viel bequemere Formen drücken, als die Eiweisshäutchen sie darboten, welche die an sich nicht scharfen Formen oft gebrauchter Bäusche nur noch mehr abstumpften; der Thon lässt sich vorräthig halten, so dass man nicht mehr nöthig hat, ehe man einen Versuch anstellen kann, auf das Aufweichen der Blase im Eiweiss zu warten; endlich die thierischen Theile werden weniger angegriffen, da, wie ich mich überzeugt habe, eine so verdünnte Kochsalz- [95] lösung auf die parelektronomische Schicht am natürlichen Querschnitt von Gastroknemien nicht merklich entwickelnd wirkt, was das Hühnereiweiss thut,[1] welches auch häufig eine Zuckung auslöst, wenn ein Muskel mit frischem künstlichem Querschnitt damit in Berührung gebracht wird.[2]

§. VI. Von den Zuleitungsröhren mit Thonspitzen.[3]

Um das elektromotorische Verhalten sehr beschränkter Stellen eines thierischen Theiles, z. B. der verschiedenen Punkte des Querschnittes eines Muskels, zu erforschen, reichen die gewöhnlichen Zuleitungsbäusche nicht aus, und ich habe früher, wo dieser Fall eintrat, dieselben mit spitzen Fortsätzen aus mehreren Lagen Fliesspapier versehen, wie es in Fig. 37. Taf. IV. des ersten Bandes meines Werkes dargestellt ist, was aber mehrere Unbequemlichkeiten hatte.

[1] Vergl. meine 'Untersuchungen' u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 49 ff.; — Monatsberichte u. s. w. 1851. S. 387.

[2] [Ueber den Wassergehalt des Modellirthones in dem Zustande, wie er zu thierisch-elektrischen Versuchen dient, und über dessen Leitungswiderstand vergl. §. V der Abhandlung: 'Ueber den Einfluss körperlicher Nebenleitungen auf den Strom des M. gastroknemius des Frosches' im Archiv für Anatomie u. s. w. 1871 und im zweiten Bande dieser Sammlung.]

[3] Nachträglich [1862] eingerückter Paragraph. [Man nennt die Zuleitungsröhren mit Thonspitzen in den Laboratorien mit einem ihnen von A. v. Bezold, damals in Jena, ertheilten Namen häufig kurz „Thonstiefelelektroden."]

Hr. Czermak hat kürzlich eine Vorrichtung empfohlen, welche den nämlichen Zweck zu erfüllen bestimmt ist. „Meine Zuleitungsgefässe", sagt er, „werden durch zwei Glasspritzen dargestellt, wie man sie zu „medicinischen Zwecken gebraucht, nur wird der Stempel durch eine „Glasröhre ersetzt, welche vorn mit einem Fliesspapierpfropf oder einem „Goldschlägerhäutchen, hinten mit einem Kork verschlossen ist. Im „Innern der Röhre befindet sich concentrirte Zinkvitriollösung, durch den „Kork geht ein amalgamirter Zinkdraht, der sich zu einer langen Spirale „aufrollt, und aussen ist die Röhre mit Baumwollenfäden umwickelt, so „dass sie als Stempel wirken kann. Die Spitze der Spritze wird durch „Zurückziehen des Röhrenstempels mit frischem Hühnereiweiss gefüllt, „jede Luftblase sorgfältig entfernt, und auf diese Weise eine ableitende „Vorrichtung hergestellt, welche gleichartig und unpolarisirbar ist, und „mit freier Hand, oder in ein nach allen Richtungen bewegliches Stativ „eingespannt, ganz genau bestimmten Punkten angelegt werden kann."[1]

Hrn. Czermak's Spritzen sind, wie man sieht, eine geschickte Abänderung der Pflüger'schen Eiweissröhren, wodurch diese, abgesehen [96] vom Ersatz des Kupfers in Kupferlösung durch verquicktes Zink in Zinklösung, beweglicher und besser leitend gemacht werden. Ich glaube, dass es mir seitdem gelungen ist, das Nämliche, in mancher Rücksicht noch vollkommener und einfacher, zu erreichen.

Meine Zuleitungsröhren, deren man eine, mit der Art ihrer Aufstellung, in Fig. 2 Taf. III. im $^2/_3$-Maassstabe abgebildet sieht, wie sie Hr. Sauerwald liefert, sind aus plattgedrückten Glasröhren geschnitten, deren Querschnitt Fig. 2 *a* in natürlicher Grösse zeigt. Das untere Ende der Röhre wird mit dem oben erwähnten Thon wasserdicht verschmiert, und es wird daran eine Spitze geknetet, die zum Berühren der thierischen Theile bestimmt ist. Dieser Spitze kann man in jedem Augenblick jede gewünschte Gestalt, Richtung und Feinheit ertheilen. In die mit Zinklösung gefüllte Röhre taucht ein verquickter Streifen Zinkblech. Der einen schmalen Seite der Röhre ist ihrem oberen Ende nahe auf der Hütte ein Stiel angeschmelzt, dessen Axe, nach einer kurzen Biegung, der Axe der Röhre parallel läuft. Der Stiel ist in eine Hülse gekittet, die bei * in ein Messingstück geschraubt ist, welches sich in die eine Kugel eines Kugelscharniers fortsetzt. Dadurch wird es möglich, der Röhre jede erforderliche Lage im Raum zu ertheilen. Von dem Messingstück erstreckt sich ein Fortsatz ff_1, wenn die Röhre darin festgeschraubt ist, über diese fort, in einer Ebene mit der Längsaxe ihres Querschnittes.

---

1 Allgemeine Medicinische Central-Zeitung vom 5. Juni 1861. XXX. Jahrgang. 45. Stück. S. 353.

Das obere Ende des Zinkstreifens ist hakenförmig gebogen, und wird über jenen Fortsatz gehängt und daran mittels der Schraube *s* festgeklemmt. An das Messingstück ist ausserdem noch ein besponnener Kupferdraht geschraubt, der zur Fortführung des Stromes bestimmt, in gewohnter Art zunächst um einen Elfenbeinknopf an der das Kugelscharnier tragenden Hülse gewickelt wird, damit eine Zerrung am Drahte nicht unmittelbar die Röhre treffe. Die Hülse ist an einer Messingsäule beweglich, die sich auf dem einen Brennpunkt eines elliptischen Bleifusses erhebt. Die Säule hat nur gerade die nöthige Höhe, so dass eine feuchte Kammer, in der man ein oder zwei Paare solcher Vorrichtungen aufstellt, deshalb noch nicht so gross wird, dass sich ihr Raum nicht leicht mit Wasserdampf sättigte.

Nichts Leichteres giebt es mit einem Paar dieser Röhren als, was sonst unmöglich schien, am Frosch das elektromotorische Verhalten der verschiedenen Punkte des künstlichen Querschnittes eines einzelnen Oberschen- [97] kelmuskels, oder, wie es die Figur zeigt, der Achillessehnen-Ausbreitung zu prüfen. Es versteht sich, dass man sich der Röhren ebensowohl zum Zuleiten fremder Ströme, als zum Ableiten der thierisch-elektrischen Ströme bedienen kann, und es hält nicht schwer, die Thonspitzen von vier Röhren einem Nerven auf einer Strecke von kaum ebensovielen Millimetern anzulegen.

Die plattgedrückte Gestalt des Querschnittes der Röhren ist zwar nicht wesentlich, gewährt aber mehrere Vortheile. Erstens ist es leichter, solche Röhren wasserdicht mit Thon zu schliessen, als runde Röhren von gleichem Querschnitt. Zweitens braucht man den Streifen Zinkblech nicht, wie es bei gleicher Breite desselben und bei runder Röhre von gleichem Querschnitt erforderlich wäre, zu einer Rinne zu biegen. Drittens kann man wegen der Capillarität die platten Röhren wagerecht stellen ja hintenüberneigen, ohne dass die Lösung ausfliesst.[1] Viertens und hauptsächlich nehmen mehrere, in einer Reihe aufgestellte, die platten Seiten einander zukehrende Röhren weniger Platz ein, als wenn sie rund wären, und man hat weniger Schwierigkeit, die Thonspitzen zwei einander sehr nahen Punkten anzulegen.

Die Gleichartigkeit und Unpolarisirbarkeit der Röhren ist gefährdet, wenn das verquickte Zink den nicht mit Zinklösung getränkten Thon berührt. Bei der beschriebenen Form der Vorrichtung ist dem dadurch vorgebeugt, dass die Zinkplatte durch die Klemme in gegebener Höhe

---

[1] [Vergl. die Abhandlung über das Gesetz des Muskelstromes mit besonderer Berücksichtigung des M. gastroknemius des Frosches. Archiv für Anatomie u. s. w. 1863. S. 515. Anm. — S. diese Abhandlung im zweiten Bande dieser Sammlung.]

festgehalten wird. Man kann dasselbe aber auch erreichen, indem man vor dem Verquicken das Zinkblech so biegt, dass es sich in der Röhre mit Reibung verschiebt. Auf alle Fälle bleibt es gerathen von unten her in die Röhre, ehe man sie mit Thon verschmiert, einen mit Zinklösung getränkten Fliesspapierpfropf zu schieben, welcher nicht nur das Zink vom Thone trennt, sondern auch die Diffusion der Zinklösung mit der verdünnten Kochsalzlösung im Thone verzögert.[1]

Ganz beständig ist natürlich der Widerstand der Röhren nicht, weil der Thon theils an der Luft austrocknet, theils durch die Zinklösung ausgesogen wird. Der erstere Umstand kommt indess weniger in Betracht, weil man feinere Versuche in diesem Gebiete doch nicht mehr anders als in der feuchten Kammer anstellen wird, und der letztere Vorgang wird durch den mit Zinklösung getränkten Fliesspapierpfropf sehr verzögert. Ja man kann die zum Gebrauch fertigen Röhren mehrere Tage lang in tauglichem Zustande in der feuchten Kammer bewahren, wenn man die Thonspitzen lose mit feuchtem Fliesspapier umhüllt.[2] Auch der Widerstand der Czermak'- [98] schen Spritzen kann übrigens kein ganz beständiger sein, da die Zinklösung mit dem Wasser des Eiweisses diffundirt, und sie sind nicht frei vom Verdacht auf secundären Widerstand.

Um Anderen vergebliche Mühe zu sparen, sei noch bemerkt, dass ich versucht habe, aussen und an ihrem unteren Ende auch innen gefirnisste verquickte Zinkröhren, statt der, Zinkbleche enthaltenden Glasröhren, anzuwenden. Dies scheint nicht zu gehen wegen der Unsicherheit, dass nicht die verdünnte Kochsalzlösung des Thones durch Sprünge im Lack dennoch zur Berührung mit dem verquickten Zink gelange, wo es dann mit der Gleichartigkeit und Unpolarisirbarkeit zu Ende ist.[3]

---

[1] [Ungleich vortheilhafter ist es, die Röhre zuerst mit Thon zu verschmieren, der mit gesättigter schwefelsaurer Zinklösung angeknetet ist. Ueber diesen Verschluss kommt dann erst der zur Berührung der thierischen Theile bestimmte, mit der verdünnten Kochsalzlösung angeknetete Thonstiefel. Vergl. die in der vorigen Anmerkung angeführten Stellen.]

[2] [Nach längerer Erfahrung muss ich doch gegen dies Verfahren warnen. Die Thonspitzen fallen häufig ab, und durch ungleiche Wasseranziehung in den beiden Röhren wird die Vorrichtung ungleichartig. Man bringt es übrigens leicht dahin, zwei Paar Zuleitungsröhren in zehn Minuten zusammenzusetzen und sie in derselben Zeit auseinanderzunehmen und zu reinigen, so dass sie zu neuem Gebrauche fertig sind.]

[3] [Man hat sich oft bei mir über mangelhafte Gleichartigkeit der unpolarisirbaren Zuleitungsröhren beschwert. Folgende Zahlen beweisen, dass die von Anderen wahrgenommenen Ungleichartigkeiten nicht meinen Einrichtungen und Vorschriften zur Last zu legen sind.

Die am runden Compensator (s. unten §. XI) gemessene elektromotorische Kraft

§. VII. Vom feuchten Arbeitsraume.

Wie bei den Reizversuchen ist es auch bei den thierisch-elektrischen Versuchen gerathen, soviel wie möglich in einem mit Wasserdampf gesättigten Raume zu arbeiten. Für die Versuche, wobei Nerven in's Spiel kommen, versteht sich dies von selbst; aber auch für die Versuche an Muskeln ist es oft des Thones halber wünschenswerth, einen feuchten Arbeitsraum zu besitzen.

Mir dient als solcher eine aus Glas und Holz gefugte Kammer von 350^{mm} Länge, 250^{mm} Breite und 230^{mm} Höhe. So ist sie gross genug, um die Zuleitungsgefässe, und was von Hülfsvorrichtungen gewöhnlich gebraucht wird, aufzunehmen, und nicht zu gross, um sich nicht noch leicht mit Wasserdampf zu sättigen, wenn man von ihren Wänden die, an deren Durchsichtigkeit gerade nichts liegt, mit feuchtem Fliesspapier belegt, und ausserdem darin ein paar poröse Thontröge als Alkarazzas aufstellt.

Das Grundbrett, auf dem die Kammer steht, ist sorgfältig geebnet, und ruht mit seinen kurzen Seiten auf 25^{mm} hohen Leisten, sodass darunter Drähte, die durch das Brett in die Kammer treten, isolirt verlaufen.

Die Kammer ist auf dem Grundbrett befestigt, aber die dem Arbeiten-

---

eines Paares Zuleitungsröhren, deren Thonspitzen einander berührten, betrug an zehn aufeinanderfolgenden Versuchstagen:

1	0·00037 Daniell
2	0·00022 „
3	0·00004 „
4	0·00012 „
5	0·00020 „
6	0·00012 „
7	0·00008 „
8	0·00056 „
9	0·00012 „
10	0·00015 „
Im Mittel	0·00019 Daniell.

Die mittlere elektromotorische Kraft des Nervenstromes beträgt bekanntlich etwa das 100fache des Mittels, nämlich 0·02000, nicht weniger als das 500fache des kleinsten, und noch immer das 36fache des grössten unter den obigen Werthen (Vergl. §. IV der Abhandlung „Ueber die elektromotorische Kraft der Nerven und Muskeln" im Archiv für Anatomie u. s. w. 1867 und im zweiten Bande dieser Sammlung).

Den Widerstand eines Paares unpolarisirbarer Thonstiefelelektroden hat Hr. Ranke je nach dem Feuchtigkeitszustande des Thones zu 105—112 Meilen Telegraphendraht, die Meile zu 64 Siemens'schen Einheiten, also zu etwa 6720—7168 S. E. bestimmt (Tetanus. Eine physiologische Skizze. Leipzig 1865. S. 26)].

den zugekehrte Wand lässt sich ganz oder theilweise entfernen, wodurch das Innere zugänglich wird. Diese Wand besteht nämlich aus zwei Spiegelscheiben, welche in der Mitte senkrecht aneinanderstossen, und sich seitlich verschieben. Da die Länge der einen Scheibe drei Viertel von der der Kammer beträgt, so kann man leicht bewirken, dass sie irgendwo zwischen sich einen Schlitz lassen, breit genug um die Hand einzuführen, ohne dass die [99] feuchte innere Luft zu einem erheblichen Theile durch trockene äussere ersetzt wird.

Die feuchte Kammer mit abzuhebendem Gehäuse, das in einer mit Wasser gefüllten Rinne steht, wie ich sie zum Aufbewahren der Zuleitungsgefässe empfahl,[1] kann man auch als Arbeitsraum benutzen. Sie hat jedoch den Nachtheil, dass sich über die Rinne fort den innerhalb befindlichen Gegenständen schlecht beikommen lässt, und dass der Rand des Gehäuses beim Abheben trieft. Die geringe Wasseroberfläche der Rinne macht zudem das feuchte Fliesspapier und die Alkarazzas kaum überflüssig. Das Abheben des Gehäuses geschieht beiläufig am besten, indem man es auf eine seiner langen Seitenflächen umlegt. Man macht es dazu mit Scharnieren am Grundbrett beweglich, deren Axe man möglichst weit abrückt. Die Zarge des Gehäuses muss eisenfrei sein, um unbedenklich in der Nähe des Multiplicators oder der Spiegelbussole gehandhabt zu werden.[2]

§. VIII. Von den Vorrichtungen zum elektrischen Tetanisiren.[3]

Der Schlitten-Magnetelektromotor ist, seit ich ihn im Jahre 1849 beschrieb,[4] so vielfach von Physiologen und Aerzten angewendet worden,

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 219.

[2] [Noch besser ist es die feuchte Kammer an zwei Schnüren aufzuhängen und sie durch Gewichte zu aequilibriren.]

[3] Nachträglich [1862] eingerückter Paragraph.

[4] Ich habe seitdem gefunden, dass schon 1839 Hr. Jos. Henry (damals in Princeton, New-Jersey, später in Washington) vorschlug, durch Entfernung der beiden Rollen von einander die Stärke der Inductionsschläge zu ärztlichen Zwecken abzustufen (Transactions of the American Philosophical Society, held at Philadelphia, etc. New Series. 4. 1839. vol. VI. p. 315. §. 52; — The . . . Philosophical Magazine etc. New and united Series. vol. XVI. p. 256; — Poggendorff's Annalen u. s. w. Ergänzungsband (I). 1842. S. 291). Um so sonderbarer ist es, dass man in Frankreich noch immer, statt dieses einfachsten und zweckmässigsten Mittels, sich zum Abstufen der Ströme eines Kupferrohres bedient, das man zwischen die Haupt- und die sie umgebende Nebenrolle schiebt, wobei einmal der Strom nicht Null, zweitens der zeitliche Verlauf auch des Endstromes so verändert wird, dass die Ordinaten nicht

dass ihm von allen elektrophysiologischen Vorrichtungen wohl die grösste Verbreitung zukommt.

[100] Eine wichtige Veränderung des Magnetelektromotors ist neuerdings von Hrn. HELMHOLTZ angegeben worden. Da ich diese in den Monatsberichten der Akademie ausführlich besprochen habe, so verweise ich auf jene Stelle.[1] Dort findet sich auch das Nöthige gesagt für den Fall, dass man congruenter Wechselströme bedarf. Hier bleibt mir danach nur wenig zu erwähnen übrig.

Bei fortgesetzter Erfahrung hat es sich gezeigt, dass die Länge des Geleises, wie ich sie ursprünglich für physiologische Zwecke angab, wobei die Mittelpunkte der Axen beider Rollen höchstens 35^{cm} von einander entfernt wurden, nicht ausreicht, indem der Oeffnungsschlag oft noch weit über diesen Abstand hinaus Zuckung erregt. Die HH. SIEMENS und HALSKE liefern die Magnetelektromotore für physiologische Zwecke daher jetzt mit einem Geleise, welches jenen Mittelpunkten etwa 90^{cm} Abstand zu geben gestattet. Da dies Geleise für gewöhnlich unbequem wäre, so besteht es aus zwei durch ein Scharnier verbundenen Hälften, von denen die von der Hauptrolle entferntere, wenn sie nicht gebraucht wird, unter die vordere geklappt wird. Eine auf Papier gedruckte Millimetertheilung ist der einen Schiene des Geleises entlang geklebt, und ein darüber gleitender Zeiger am Schlitten erlaubt mit ausreichender Schärfe dessen Stellung abzulesen.

Zu den Vorrichtungen, die im elektrophysiologischen Laboratorium unentbehrlich sind, gehört der HALSKE'sche Unterbrecher.[2] Er dient als elektromagnetische Maschine um den Nerven mechanisch zu tetanisiren.[3] Er lässt sich in jedem Augenblick mit jedem beliebigen Paar Rollen verknüpfen, und stellt alsdann einen Magnetelektromotor dar. Als solcher erlaubt er eine viel langsamere Folge der Inductionsströme, als der mit dem gewöhnlichen Magnetelektromotor verbundene Unterbrecher, was manchmal von Wichtigkeit ist. So gewährt er z. B. die Möglichkeit, das Verschmelzen einzelner Zuckungen zu einem stetigen Tetanus zu veranschaulichen, indem man ihn bei ganz freier Hülfsfeder und schwach

dasselbe Verhältniss zu einander behalten, was beim Entfernen der beiden Rollen von einander nur für den Anfangsstrom der Fall ist, dessen physiologische Wirkung neben der des Endstromes verschwindet. S. den in der folgenden Anmerkung angeführten Aufsatz, S. 387. — Vergl. auch Fortschritte der Physik im Jahre 1850 und 1851 u. s. w. VI. und VII. Jahrgang. Berlin 1855. S. 736.

[1] Sitzung vom 26. Juni 1862. „Ueber den zeitlichen Verlauf der Inductionsströme". — S. unten Abh. X.

[2] POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1856. Bd. XCVII. S. 641.

[3] HEIDENHAIN, Physiologische Studien. Berlin 1856. S. 129.

gespannter Hauptfeder zuerst mit möglichst gehobenem Contactstift gehen lässt, wobei die Zahl der Unterbrechungen nur etwa fünf in der Secunde beträgt, und dann den Contactstift allmählich senkt. Um die Zahl der Unterbrechun- [101] gen einer grösseren Zuhörerschaft zu vergegenwärtigen, bringe ich an Stelle des Elfenbeinhammers, der zum mechanischen Tetanisiren dient, einen metallischen Hammer an, und lasse diesen eine Glocke treffen. Die Art, die Zuckung selber weithin sichtbar zu machen, wird später beschrieben werden (s. unten §. XV).

Eine besonders schöne und lehrreiche Weise, den Muskel mittelbar durch Wechselströme zu tetanisiren, ist die von Hrn. R. Grossmann ersonnene,[1] die man den akustischen Tetanus nennen kann. Man spannt einen stark magnetisirten Stahlstab, von etwa 250^{mm} Länge, 10^{mm} Breite und 3^{mm} Dicke, in der Mitte seiner Länge in ein Gestell ein, wie es zu Versuchen mit Klangscheiben üblich ist. Unter dem einen Pol des Magnetes stellt man die aus dem Geleise genommene Nebenrolle des Magnetelektromotors so auf, dass ihre Axe die flache Seite des Magnetes in der Gegend des Pols senkrecht trifft; die Rolle muss so nahe gebracht werden wie möglich, ohne die Schwingungen des Magnetes zu stören. Die Enden der Rollen führen in gewohnter Art zum Nervmuskelpräparat. Wird nun die freie Hälfte des Magnetstabes mittels des Violinbogens in tönende Schwingung versetzt, so geräth der Muskel in Tetanus, bei einem Stabe von den angegebenen Maassen jedoch nur, wenn der Stab, abgesehen von seiner eingespannten Mitte, ohne Knoten schwingt. Bilden sich Knoten, was die schrillende Erhöhung des Tones verräth, so bleibt der Muskel in Ruhe. Hr. Grossmann hat bereits die Gründe entwickelt, aus denen sich ergiebt, dass alsdann die inducirten Ströme schwächer sind. Doch wäre es nicht überflüssig, darüber das Elektrodynamometer zu vernehmen. Auch ist jetzt hier noch an einen Umstand zu denken, nämlich daran, ob bei dem Schwingen mit Knoten die Ströme sich nicht zu schnell folgen um zu tetanisiren.[2]

---

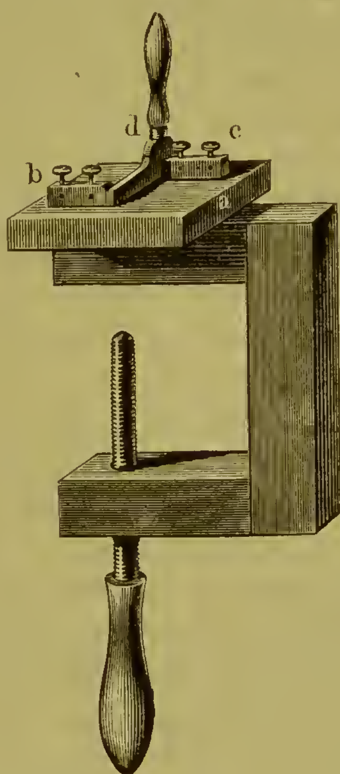
[1] Amtlicher Bericht über die 32. Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte zu Wien im September 1856. Wien 1858. 4. S. 221.

[2] Vergl. Untersuchungen u. s. w. Bd. I. 1848. S. 418 ff.; — Harless, in den Gelehrten Anzeigen der K. bayerischen Akademie der Wissenschaften. 10. Juli 1857. Nr. 5. S. 47; — Heidenhain, Studien des physiologischen Instituts zu Breslau. Heft 1. Leipzig 1861. S. 64—66. — [Bei dem höchsten Tone, den der Stab giebt, zeigt er ausser der queren Knotenlinie an der Stelle, wo er eingespannt ist, eine seine Seitenfläche der Länge nach hälftende Knotenlinie. Er schwingt also dann so dass seine Flächen windschief werden. Da seine Pole sich dabei kaum von der Stelle bewegen, und die Wirkung der einen Längshälfte nothwendig die der anderen aufhebt, so bedarf man keines weiteren Grundes, um das Ausbleiben des Tetanus unter diesen Umständen zu erklären.]

[102] §. IX. Vom Schlüssel.

Seit der Erfindung der Schraubenklemmen statt der Quecksilberverbindungen zur Verknüpfung von Leitungsdrähten[1] pflegte man wenigstens da, wo der Kreis öfter geöffnet und wieder geschlossen werden sollte, noch immer ein Näpfchen mit Quecksilber anzubringen, das eine Ende des Kreises darin zu befestigen, und durch abwechselndes Herausziehen und Eintauchen des anderen jenen Zweck zu erreichen. Viel bequemer ist dazu die nachstehend abgebildete Vorrichtung,[2] deren Form ich mit Hrn. Halske festgestellt habe, und die ich im Vergleich mit

Fig. 8.



dem bekannten Organ des Morse'schen Telegraphen den Schlüssel nenne, obgleich für beide der Name Schloss passender wäre, da man in den bedenklichen Fall kommt, vom Schliessen oder Oeffnen des Schlüssels zu sprechen. Sie besteht aus zwei Doppelklemmen *b* und *c*, welche auf einer Platte aus Kammmasse *a* isolirt sind, und zwischen denen der federnde Vorreiber *d* mit Elfenbeingriff spielt. Mittels einer

[1] Poggendorff in seinen Annalen u. s. w. 1840. Bd. XLIX. S. 39.

[2] Der Holzschnitt ist aus Hrn. Wiedemann's „Lehre vom Galvanismus" (Braunschweig 1861) entlehnt, indem ein Abklatsch davon mir durch die Güte des Verlegers dieses Werkes zur Benutzung überlassen wurde.

Tischlerzwinge lässt sie sich überall und in jeder Lage anbringen. Hat *b* das eine, *c* das andere Ende eines Kreises aufgenommen, so schliesst und öffnet der Schlüssel den Kreis. Die Doppelklemmen erlauben aber auch ihn so anzuwenden, dass *b* und *c* an zwei Stellen des Kreises eingeschaltet sind, zwischen denen der Vorreiber eine gut leitende Nebenschliessung herstellt und abbricht.

Der Schlüssel gewährt den Vortheil, erstens, dass er stets bereit ist, keiner Reinigung und Erneuerung bedarf, wie die Quecksilber-Vorrichtung, und zweitens, dass man damit vollkommen sicher und auf annähernd gleiche Weise öffnen und schliessen kann, ohne hinzusehen. Beim Gebrauche des Schlüssels ist indess wohl zu beachten, dass sein Widerstand [103] nicht ganz beständig ist. Ist der Schlüssel in einen Kreis von geringem Widerstande eingeschaltet, und man drückt den Vorreiber entweder stärker gegen die Klemme *b*, oder davon fort, so dass seine Berührung beziehlich eine mehr oder minder innige wird, so schwankt der Widerstand des Kreises ab und auf um eine kleine Grösse. Wo dies von Belang ist, thut man besser daran, beim Quecksilber zu bleiben,[1] es sei denn, dass man ohne Schaden den Widerstand des Kreises so vergrössern kann, dass der veränderliche Theil des Widerstandes des Schlüssels dagegen verschwindet. Bei galvanischen Reizversuchen darf man sich deshalb, wo grössere Sorgfalt erheischt wird, in der Hauptleitung des Rheochords (s. unten §. XII) und im primären Kreise von Inductionsvorrichtungen des Schlüssels nicht ohne Weiteres bedienen, um die Kette zum Zweck der Reizung zu schliessen und zu öffnen. Die Schwankung der Stromdichte, die dadurch entsteht, dass der Vorreiber beim Schliessen nach der ersten Berührung noch in grösserer Ausdehnung oder stärker, beim Oeffnen vor dem letzten Abreissen zuerst in kleinerer Ausdehnung oder schwächer angedrückt wird, verschwindet nicht gegen die beim Schliessen durch die erste Berührung, beim Oeffnen durch das letzte Abreissen bewirkte Schwankung, und die Stärke der Reizung wird so von der Geschwindigkeit beeinflusst, womit man den Vorreiber bewegt.[2]

---

[1] S. die Beschreibung eines Quecksilberschlüssels in der Abhandlung X. §. I.

[2] Die ersten Galvanisten pflegten bekanntlich das Stück Wirbelsäule des ächten GALVANI'schen Präparates (Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 467) mit Stanniol zu armiren, wie sie es nannten, und dann zwischen den Muskeln oder Nerven einerseits und der Armatur andererseits mit einem Bogen aus einem anderen Metalle zu schliessen. Dabei zeigte sich, dass die Zuckungen stärker und sicherer auftraten, wenn man den Bogen erst an die Muskeln oder Nerven, dann an die Armatur anlegte, als wenn man umgekehrt verfuhr. (Vergl. MOSCATI und GALVANI in AL. GALVANI de Viribus Electricitatis in Motu musculari Commentarius etc. Mutinae 1792. 4. p. 26; — AL. GALVANI, Abhandlung über die Kräfte der thierischen Elektricität

[104] Der Schlüssel wird auch sehr nützlich, indem man ihn an das Galvanometerconsol befestigt, und seine beiden Klemmen statt der sonst üblichen, mit Holzschrauben in das Consol eingebohrten Klemmen benutzt; der Vorreiber dient alsdann zum Dämpfen. Ebenso kann man den

---

u. s. w. Eine Uebersetzung u. s. w. von Johann Mayer. Prag 1793. S. IX; — Valli in Gren's Journal der Physik. 1792. Bd. VI. S. 393; — Derselbe in Rozier, Journal de Physique. 1792. t. XLI. p. 72. 73; — Derselbe in Reinhold's Geschichte des Galvanismus u. s. w. Leipzig 1803. S. 31; — Gren in seinem Journal der Physik. 1792. Bd. VI. S. 405; — R. Fowler, Experiments and Observations relative to the Influence lately discovered by M. Galvani etc. Edinburgh 1793. p. 36; — Alex. Monro's und R. Fowler's Abhandlung über thierische Elektricität u. s. w. Leipzig 1796. S. 75. 76; — Pfaff, Commentatio de Electricitate sic dicta animali. Stuttgardiae 1793. p. 13. 14. 41. 67; — Derselbe in Gren's Journal der Physik. 1794. Bd. VIII. S. 202—204. 230. 254. 272. 276; — Derselbe, Ueber thierische Elektricität und Reizbarkeit. Leipzig 1795. S. 10. 22; — v. Humboldt, Versuche über die gereizte Muskel- und Nervenfaser u. s. w. Posen und Berlin 1797. Bd. I. S. 101. [Subjectiv, an Blasenpflasterwunden]; — Reinhold, De Galvanismo Specimen II. etc. Lipsiae 1798. 4. p. 38; — Bericht der Commission des National-Instituts von Frankreich u. s. w. in Ritter's Beiträgen u. s. w. Bd. I. St. I. 1800. S. 55. 102. 103; — P. Erman in den Abhandlungen der Königl. Akademie der Wissenschaften in Berlin. Aus den Jahren 1812—1813. S. 158. 163. 164. Fig. 2. 3; — Bellingeri, Memorie della Reale Accademia della Scienze di Torino. t. XXIII. 1818. p. 160. 161; — Fechner, Lehrbuch des Galvanismus und der Elektrochemie u. s. w. Leipzig 1829. S. 497; — Cima in Zantedeschi's Raccolta fisico-chimica italiana ec. 1848. vol. III. p. 449. §. 57. [1844].) Als Hr. Pflüger im Jahre 1857 anfing sich mit Elektrophysiologie zu beschäftigen, forderte ich ihn auf, die Erklärung jenes räthselhaften Umstandes zu versuchen. Hr. Pflüger gelangte bald zu einer sehr scharfsinnigen Lösung der Aufgabe, wodurch sie zu dem im Texte Gesagten in nahe Beziehung tritt. Nach ihm würde nämlich der Unterschied in der Stärke der Zuckungen wesentlich darauf beruhen, dass das einemal die Kette rein metallisch, das anderemal durch Berührung eines Metalls mit einem feuchten, d. h. mit einem ausserordentlich viel schlechteren Leiter geschlossen wird. Im letzteren Falle nimmt der Widerstand des Kreises vom Augenblick der ersten Berührung bis zum vollendeten Schlusse noch merklich ab, im ersteren Falle erlangt der Strom sofort die ganze Stärke, deren er nach den sonstigen Umständen des Versuches fähig ist. Diese Stärke wird also hier in raschem Sprunge erreicht, dort in vergleichsweise langsamer Steigung; und nach dem allgemeinen Gesetze der Nervenerregung durch den Strom wird so der Reiz zur Zuckung bei rein metallischem Kettenschluss stärker als bei gemischtem ausfallen. — Mit der so erledigten Frage ist die nicht zu verwechseln, was an der in der älteren Literatur der Reizversuche öfter wiederkehrenden Behauptung sei, dass bei sich gleichbleibender Art der Schliessung deren Ort einen Einfluss auf die Zuckung übe. (Vergl. v. Humboldt, a. a. O. S. 36; — Ritter in Gilbert's Annalen der Physik. 1801. Bd. VII. S. 452. 456. 457; — Bellingeri, Ivi p. 188; — Person in Becquerel's Traité de l'Électricité et du Magnétisme etc. t. IV. Paris 1836. p. 240; — Moser in Dove und Moser, Repertorium der Physik. Bd. I. S. 190.) Hier bleibt etwas aufzuklären übrig.

Schlüssel anwenden, wo von einer Vorrichtung zur anderen Drähte durch das Zimmer zu führen sind, um zu verhüten, dass durch Zerren an den Drähten die Vorrichtungen erschüttert oder herabgerissen werden.[1]

§. X. Vom Gebrauch des Schlüssels beim Tetanisiren durch Inductionsströme.

[105]

Besondere Erwähnung verdient der Gebrauch des Schlüssels beim Tetanisiren durch Inductionsströme. Es handelt sich darum, die Ströme des Magnetelektromotors oder der Saxton'schen Maschine in einem gegebenen Augenblick auf Nerv oder Muskel möglichst bequem und ohne die Gefahr einwirken zu lassen, dass unipolare Zuckungen den wirklich beabsichtigten voraufgehen. Zu verwerfen ist im Allgemeinen das Verfahren, die beiden Enden des inducirten Kreises, während die Feder des Magnetelektromotors spielt oder das Rad der Maschine gedreht wird, den thierischen Theilen anzulegen. Nicht allein, weil dabei unipolare Zuckung stattfinden kann, sobald das Anlegen beider Enden nicht vollkommen gleichzeitig oder innerhalb eines stromlosen Zeitabschnittes geschieht, sondern auch, weil man die Enden nicht sofort in die Lage an den thierischen Theilen zu bringen vermag, in der man die Wirkung der Ströme zu beobachten wünscht, und weil man die Freiheit der Hände für andere gleichzeitige Verrichtungen, und die der Aufmerksamkeit für den Erfolg des Tetanisirens selber, einbüsst. Man wird also, wie ich dies von Anfang an empfohlen habe, die thierischen Theile zuerst sicher auf den Elektroden einrichten, und dann die Ströme in sie einbrechen lassen. Dies darf aber nicht etwa so geschehen, dass man, während die Feder spielt oder das Rad gedreht wird, den inducirten Kreis schliesst. Dabei würden

[1] Um den Verkehr nicht zu hemmen, werden die Drähte dabei von den Vorrichtungen zuerst steil empor und dann erst wagerecht Schnüren entlang geführt, die in Reichhöhe in den nöthigen Richtungen dauernd ausgespannt sind. Man hängt die Drähte daran mittels Haken aus Glas oder Guttapercha auf.

Ein Fehler, der beim Zusammenstellen elektrophysiologischer Vorrichtungen oft begangen wird, und der grosse Unbequemlichkeiten verursacht, ist der Gebrauch zu dicker Leitungsdrähte. Abgesehen von dauernden Leitungen, wozu mit Kautschuk u. d. m. isolirte Telegraphendrähte am besten sind, werden in meinem Laboratorium drei Drahtdicken geführt: Draht von 0·6^{mm} Durchmesser für primäre Inductionskreise; von 0·4^{mm} für die Fälle, wo thierische Theile im Kreise sind; und solcher von nur etwa 0·15^{mm} für sehr bewegliche Verbindungen. Die beiden ersten Sorten sind mit Baumwolle von verschiedener Farbe besponnen, und diese mit Wachs getränkt; die dritte ist der zu thierisch-elektrischen Multiplicatoren übliche mit Seide besponnene Draht. Von grösster Wichtigkeit ist, dass sämmtliche Schraubenklemmen auch den feinsten Draht sofort sicher fassen.

unipolare Wirkungen nur durch sehr vollkommene Isolation der thierischen Theile u. s. w. zu vermeiden sein. Besser schon ist es, bei geschlossenem inducirtem Kreise das Rad der SAXTON'schen Maschine, oder am Magnetelektromotor die Feder in Gang zu setzen. Letzteres kann entweder durch Anstossen an die Feder, oder durch Senken des Stiftes, oder endlich durch Schliessen des primären Kreises an einer anderen Stelle geschehen. Allein das Rad hat [106] nicht sofort die passende Geschwindigkeit, und der Magnetelektromotor versagt manchmal in den ersten Augenblicken seine Dienste. Weit vorzüglicher ist es daher, während die Feder spielt oder das Rad gedreht wird, die in der inducirten Rolle entstehenden Ströme von den thierischen Theilen durch eine so gute Nebenschliessung abzublenden, dass kein merklicher Stromzweig diese Theile trifft, und die Nebenschliessung im geeigneten Augenblick hinwegzuräumen, wo dann die Ströme in der Stärke, welche durch die übrigen Umstände des Versuches bedingt ist, in die Theile einbrechen. Die erste Art, wie ich dies in's Werk setzte, bestand darin, dass ich in jeden der beiden von der secundären Rolle kommenden Drähte ein Quecksilbernäpfchen einschaltete, und zwischen beiden Näpfchen mittels eines an beiden Enden verquickten Kupferbügels schloss. Sollten die Ströme zugleich umgekehrt werden, so war es sehr bequem, während die Drähte der Rolle zu den Gefässen a und b des Stromwenders führten, zwischen den Gefässen α und β, oder A und B[1] den nebenschliessenden Bügel anzubringen. Der Bügel schwächt die Ströme in den thierischen Theilen dergestalt, dass auch bei ganz aufgeschobener secundärer Rolle der empfindlichste Froschschenkel, dessen Nerv jenseits des Bügels die Enden der Rolle überbrückt, in Ruhe verharrt. In dem Augenblicke, wo man den Bügel entfernt, was man ohne hinzusehen thun kann, ist der Tetanus da.

In dieser Form hatte ich das Verfahren schon seit 1851 bei meinen Untersuchungen und Vorträgen angewendet, und ist es von Hrn. PFLÜGER, dem es bei seinen Versuchen über den N. splanchnicus grossen Vorschub leistete, in seiner Dissertation bekannt gemacht worden.[2] Inzwischen liegt Einem häufig ebensoviel daran, in einem gegebenen Augenblick das Tetanisiren aufhören, wie daran, es beginnen zu lassen, und dazu ist jene Anordnung ungeeignet, weil man ohne hinzusehen nicht wohl den Bügel

---

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. II. S. 343.

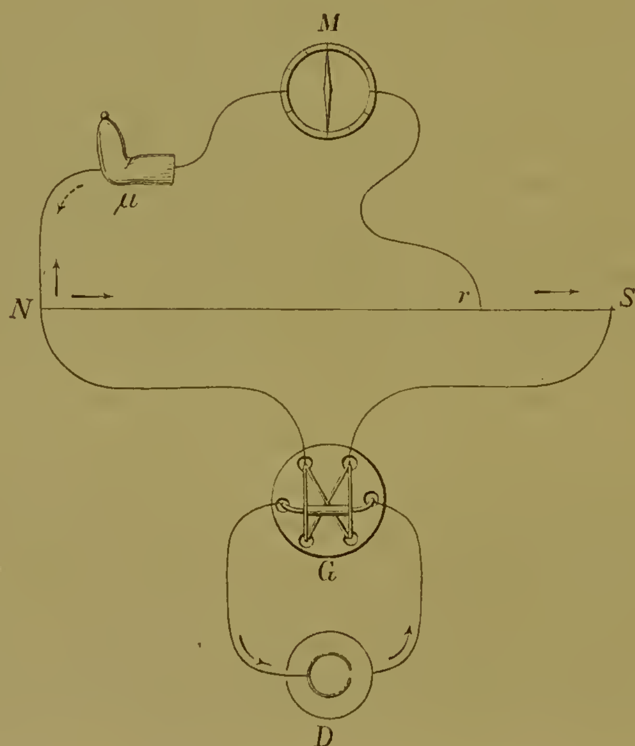
[2] De Nervorum splanchnicorum Functione. Berolini 1855. p. 9. 10; — Ueber das Hemmungs-Nervensystem für die peristaltischen Bewegungen der Gedärme. Berlin 1857. S. 17; — Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 129. — Vergl. A. v. BEZOLD, Ueber den Einfluss der Wurali-Vergiftung auf die Rami cardiaci des Nervus vagus. Allgemeine Medicinische Central-Zeitung. Berlin, 19. Juni 1858. 27. Jahrgang. 49. Stück. S. 386. 387.

wieder über die Näpfchen brücken kann. Der Schlüssel in der oben beschriebenen [107] Gestalt leistet aber in diesem Fall Alles, was man braucht, wenn man jede seiner Doppelklemmen mit dem einen Ende der inducirten Rolle und mit der einen Elektrode verknüpft, und sich des Vorreibers an Stelle des Kupferbügels zwischen den Quecksilbernäpfchen bedient. Soll die Richtung der Inductionsströme umgekehrt werden, so muss man freilich noch ausserdem vor oder hinter dem Schlüssel einen Stromwender einschalten.

§. XI. Vom Compensator, einer Vorrichtung zum Messen der elektromotorischen Kraft der Nerven und Muskeln.

Auf einem Brett, einer Latte, u. d. m., denke man sich nach Art einer Klaviersaite über zwei Stege mittels einer Oese an dem einen, eines Wirbels an dem anderen Ende einen Messingdraht NS (s. Fig. 9) von

Fig. 9.



etwa 2 ^{m} Länge und 1·75 ^{mm} Dicke ausgespannt, und dessen Enden durch einen Pohl'schen Gyrotropen G mit dem Zink und Kupfer einer Daniell'schen Kette D verknüpft. Dieser Draht heisst der Nebenschliessdraht. An dessen einem Ende N ist das eine Ende des Multiplicatorkreises $N\mu Mr$ angelöthet. Das andere Ende dieses Kreises, r, ist an

dem Nebenschliessdraht irgendwie beweglich gemacht, sei's mit Hülfe des einfachen, von Hrn. Kirchhoff beschriebenen Kunstgriffes,[1] wobei aber der Draht wagerecht liegen muss, sei's indem man jenes Ende um den Draht, ähnlich wie die Basssaiten eines Klaviers bewickelt sind, in einer dichtgewundenen Spirale von etwa 1 ^{cm} Länge aufwickelt, welche gleichsam eine federnde, am Drahte mit Reibung verschiebbare Hülse vorstellt. Man kann auch an Stelle des Messingdrahtes einen Eisendraht von gleicher reducirter Länge nehmen, und das Ende r so [108] daran verschiebbar machen, dass man es mit dem Quecksilber im Inneren eines an jedem Ende durch einen Kork verschlossenen Stückes Glasrohr verbindet, das der Nebenschliessdraht, die Korke durchbohrend, durchsetzt. Mittels der Korke kann man das Quecksilber dem Draht andrücken, auch halten sie die Oberfläche des Drahtes während des Gebrauches rein.[2] Welcher von diesen Anordnungen man auch den Vorzug gebe, man muss dafür sorgen, dass das bewegliche Ende r des Multiplicatorkreises seinem festen Ende N so nahe gebracht werden könne, dass der Widerstand der zwischen ihnen begriffenen Strecke des Drahtes NS gegen den des Multiplicatorkreises verschwinde. In dem Falle des zu einer federnden Hülse am Nebenschliessdraht aufgerollten Endes r muss deshalb die Hülse von N abgewendet sein, da sie sonst verhindern würde, r und N mit einander in Berührung zu bringen.

Dies ist die einfachste Form einer sehr nützlichen Vorrichtung, die ich den Compensator nenne, und die an keinem Galvanometer fehlen sollte. Sie dient, wie man leicht begreift, dazu, von dem Strome des Daniells einen beliebig gerichteten, und unterhalb einer gewissen Grenze, die durch den Widerstand des Nebenschliessdrahtes bestimmt wird, beliebig starken Zweig in den Multiplicatorkreis überzuleiten. Mit seiner Hülfe kann man jede beliebige Ablenkung bewirken, deren man bedarf, und umgekehrt jede beliebige vorhandene Ablenkung vernichten, d. h. die Nadel daraus auf Null zurückführen. Schon vor Jahren habe ich mich dieser Anordnung bedient, um behufs gewisser Controlversuche im Multiplicatorkreise einen Strom von gleicher Ordnung mit den thierisch-elektrischen Strömen zu erzeugen.[3] Auch diente sie mir schon längst, um vor Erfindung der gleichartigen Elektroden aus verquicktem Zink die Ungleichartigkeiten der Platinplatten unschädlich zu machen, die auch

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1857. Bd. C. S. 180. Taf. III. Fig. 5.

[2] Diese Anordnung ist einer ähnlichen von Hrn. Neumann nachgebildet, die Hr. Kirchhoff und Hr. Wiedemann beschrieben haben. Poggendorff's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVI. S. 422; — 1856. Bd. XCIX. S. 226. Anm.

[3] Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. 1849. S. 441.

bei der sorgfältigsten Behandlung theils zurückzubleiben, theils plötzlich aufzutauchen, und den Gang der Versuche auf das Lästigste zu unterbrechen pflegten.[1] Am Nerven-Multiplicator kann der Compen- [109] sator in dieser Art auch bei Anwendung des verquickten Zinks noch gute Dienste leisten. Er hilft ferner noch stets, wo eine Veränderung der Stromstärke am Multiplicator beobachtet werden soll, z. B. die negative Schwankung des Nerven- oder des Muskelstromes, die Nadel auf Null zu bringen, und so die grösstmögliche Empfindlichkeit, und ein deutlicheres Bild von der Grösse der Veränderung, zu erzielen. Bei den Versuchen über negative Schwankung des Muskelstromes am lebenden menschlichen Körper hebt er die Ströme wegen der Hautungleichartigkeiten auf, die dabei so häufig hinderlich werden. Allein noch mehr, der Compensator ist bestimmt, die Rolle eines Messwerkzeuges im Gebiete der thierisch-elektrischen Ströme zu übernehmen; indem er nämlich gestattet, Vergleichungen des ohne Frage wichtigsten Elementes in jenen Erscheinungen, der elektromotorischen Kraft der Nerven und Muskeln, auszuführen.

Es sei

E die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette, an deren Stelle man sich eine beständige Kette irgend welcher Art denken kann, die die Maasskette heissen soll;

W der Widerstand der diese Kette enthaltenden Leitung gemessen bis zum Nebenschliessdraht;

L der Widerstand des ganzen Nebenschliessdrahtes;

λ der Widerstand der eigentlichen Nebenleitung, d. h. des Nebenschliessdrahtes zwischen den Enden des Multiplicatorkreises;

M der Widerstand des Multiplicatorkreises; und endlich

y eine in diesem Kreise befindliche elektromotorische Kraft, von entgegengesetztem Zeichen wie E, z. B. die des in Fig. 9 bei μ bemerkbaren Muskels, dessen Strom der punktirte Pfeil anzeigt.

Setzen wir $L + W = C$, so hat die Stärke der beiden sich deckenden Ströme im Multiplicatorkreise zum Ausdruck:

$$\frac{E\lambda - yC}{(C - \lambda)(M + \lambda) + M\lambda}. \qquad (I)$$

Sie wird also $= 0$ wenn $E\lambda = yC$. Umgekehrt wird diese letztere Beziehung hergestellt jedesmal, dass man bei entgegengesetzten E und y durch passende Veränderung von λ den Strom im Multiplicatorkreise zum Verschwinden bringt. Man hat alsdann

$$\frac{y}{E} = \frac{\lambda}{C},$$

[1] S. oben Abh. IV. S. 75. 76.

[110] und man braucht nur das Verhältniss $\lambda : C$ zu bestimmen, oder, wenn L in Bezug auf W bekannt ist, das von $\lambda : L$, um das Verhältniss $y : E$, oder den Werth von y als Bruchtheil der elektromotorischen Kraft der Maasskette, zu erfahren.

Dies ist, wie ich kaum zu sagen brauche, nichts als eine leichte Abänderung der von Hrn. Poggendorff angegebenen Compensationsmethode zur Messung der elektromotorischen Kraft unbeständiger Ketten.[1] Die Vortheile dieser Methode sind wesentlich folgende. 1. Man umgeht die Schwierigkeiten, die bei jedem anderen Verfahren aus der Polarisation der Elektroden erwachsen, dadurch dass man den Strom gar nicht zustande kommen lässt, sondern, wie Hr. Poggendorff sich ausdrückt, gleichsam nur die Tendenz zu seiner Entstehung misst. 2. Eine einzige Bestimmung, wobei die zu messende Kraft in Betracht kommt, liefert deren Werth. Die Genauigkeit der Messung selber wird also auch durch solche Schwankungen der Kraft nicht beeinträchtigt, welche unabhängig von der Herstellung des Stromes eintreten. 3. Der Widerstand des Multiplicatorkreises fällt aus der Bedingungsgleichung für das Verschwinden des Stromes in diesem Kreise heraus. Dieser Widerstand braucht kein beständiger zu sein, und es kommt auf die Widerstands-Schwankungen nicht an, deren Sitz die Berührungsstelle des Nebenschliessdrahtes und des beweglichen Endes r des Multiplicatorkreises leicht wird. 4. Die genaue numerische Vergleichung der elektromotorischen Kräfte kann dergestalt geschehen ohne einen graduirten Multiplicator oder sonst eine galvanometrische Vorrichtung, da es sich nicht darum handelt, wie stark ein zu beobachtender Strom sei, sondern nur darum, ob ein Strom vorhanden sei oder nicht.

Da aus den thierisch-elektrischen Versuchen die Polarisation der metallischen Elektroden jetzt verbannt ist, so könnte es scheinen, als habe der unter 1. aufgeführte Umstand für uns an Gewicht verloren. Wegen der inneren Polarisation sind indess die thierischen Erreger noch immer den Ketten von unbeständiger Kraft beizuzählen (vergl. oben S. 161. Anm. 2), und die durch das Absterben u. d. m. bedingte Abnahme ihrer Kraft macht auch den zweiten Punkt im höchsten Grade schätzbar. Der Compensationsmethode in einer oder der anderen Form wird man sich daher noch stets am besten [111] bedienen, um die elektromotorische Kraft der Muskeln und Nerven mit derjenigen bekannter galvanischer Combinationen, z. B. eines Daniells, in Beziehung zu setzen.[2]

---

[1] Annalen u. s. w. 1841. Bd. LIV. S. 161.

[2] Hr. Jules Regnauld hat dies mit Hülfe seines Compensationsverfahrens durch thermoëlektrische Ketten zu thun angefangen (Comptes rendus etc. 15 Mai 1854. t. XXXVIII. p. 891). Hr. Poggendorff hat bereits mit Recht bemerkt, dass

Inzwischen ist die Erforschung dieses Verhältnisses mehr eine Sache der wissenschaftlichen Neugier, als dass sich vor der Hand wichtige Folgerungen daran knüpften; und besonders stellt sich dies so dar, wenn man die von mir entwickelte Ansicht gelten lässt, wonach die nach Aussen gelangenden elektromotorischen Wirkungen der Nerven und Muskeln nur ein unbestimmbarer Bruchtheil der inneren Wirkungen sind.[1] Ohnehin werden wenige Messungen genügen, jenes Verhältniss ein für allemal festzustellen; für die wahrhaft lehrreichen Versuche aber, über die Kraft der thierischen Erreger im Vergleich zu der elektrochemischer Combinationen, ist die unmittelbare Entgegensetzung beider Stromquellen im nämlichen Kreise vorzuziehen, wovon ich anderswo ein Beispiel gegeben habe.[2]

Dagegen was von der höchsten Wichtigkeit erscheint, ist, die elektromotorischen Kräfte der Nerven und Muskeln unter verschiedenen Umständen rasch, sicher und bequem vergleichen zu können, ja die Reihe der Fragen, die sich zudrängen, sobald einmal die Möglichkeit einer solchen Bestimmung eröffnet ist, hat gar kein Ende. Dies wünschenswerthe Ziel nun scheint durch die Methode der Compensation in der oben beschriebenen Gestalt, welche von der Poggendorff'schen etwas abweicht, erreicht zu sein.

Diese Abweichung besteht darin, dass, während wir das Ende r des Multiplicatorkreises am Nebenschliessdraht verschieben, Hr. Poggendorff dies Ende fest lässt, dafür aber die Länge der eigentlichen Nebenleitung, deren Widerstand wir λ nannten, verändert bis der Strom verschwindet. Bei Hrn. Poggendorff bleibt also der Widerstand des die Maasskette enthaltenden Zweiges beständig. Bei uns wird dieser Widerstand stets um [112] ebensoviel vergrössert oder verkleinert, wie der der Nebenleitung verkleinert oder vergrössert.

In Folge davon nimmt die Bedingungsgleichung für das Verschwinden des Stromes im Multiplicatorkreise in Hrn. Poggendorff's und in unserem Falle eine wesentlich verschiedene Gestalt an. In unserem Falle heisst sie

$$y = \frac{E}{C} \cdot \lambda. \qquad \text{(II)}$$

derselbe Zweck weit vollkommener und bequemer durch die früher von ihm angegebene Methode erreicht werde (Annalen u. s. w. 1854. Bd. XCI. S. 628).

1 Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 689.

2 De Fibrae muscularis Reactione ut Chemicis visa est acida. Auctore Aem. du Bois-Reymond. Berolini 1859. 4. p. 43. — [S. indess im zweiten Bande dieser Sammlung die Abhandlung über die elektromotorische Kraft der Nerven und Muskeln, §. XI.]

Da E und C Constanten sind, so ist y, die zu messende elektromotorische Kraft, eine lineare Function von λ, und zwar λ einfach proportional. Nicht so bei Hrn. POGGENDORFF. Um seinen Fall mit dem unseren in Vergleich zu bringen, ist nur nöthig, sich zu denken, die Nebenleitung von veränderlichem Widerstande λ sei unmittelbar zwischen den Punkten N und S unseres Schema's (Fig. 9) angebracht. Nennen wir diesmal u die zu messende elektromotorische Kraft im Multiplicatorkreise, so hat die Stärke der beiden darin sich deckenden Ströme zum Ausdruck:

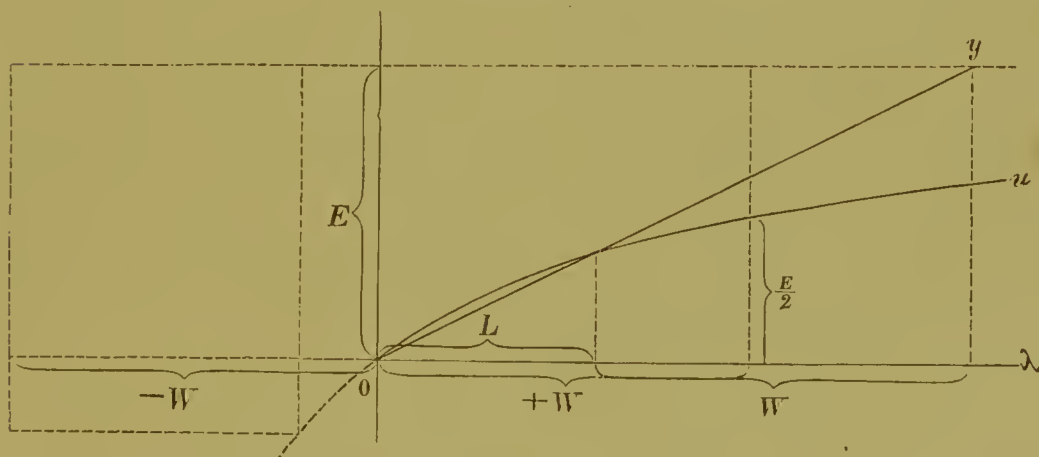
$$\frac{E\lambda - u\,(\lambda + W)}{W\,(M + \lambda) + M\lambda};$$

an Stelle von $C - \lambda$ in unserer Formel (I) ist W getreten. Die Bedingungsgleichung (II) lautet demgemäss jetzt

$$u = \frac{E\lambda}{\lambda + W} = E - \frac{E\,W}{\lambda + W},$$

d. h. u als Function von λ wird dargestellt, indem man die Ordinaten einer gleichschenkligen, auf ihre Asymptoten bezogenen Hyperbel, deren Asymptoten zu Gleichungen haben $u = E$, und $\lambda = -W$, und deren Potenz $E\,W$, abzieht von den Ordinaten der den Abscissen parallelen Asymptote. S. die Curve $0\,u$ in Fig. 10, worin die Gerade $0\,y$ zugleich

Fig. 10.



den Gang der linearen [113] Function y in unserem Falle vorstellt. Für $\lambda = W$ ist $u = \frac{E}{2}$; für $\lambda = C - W = L$ schneidet die Gerade unseres Schema's die Hyperbel des POGGENDORFF'schen, vermöge einer bekannten Eigenschaft dieser Curve. Für $\lambda = C$ ist die Ordinate unseres Schema's $= E$, welche Grösse die des POGGENDORFF'schen erst für $\lambda = \infty$ erreicht.

Es bedarf also, bei letzterem Schema, noch stets einer gewissen Rechnung, um die relative Grösse der Kraft zu finden, während in unserem Falle dazu nichts gehört, als die Messung der Strecke Nr (Fig. 9), der Entfernung der Enden des Multiplicatorkreises auf dem Nebenschliessdraht, der ja der Widerstand λ proportional ist. Mit einem Wort, am Nebenschliessdraht, wie wir ihn anwenden, misst sich die elektromotorische Kraft, wie das Zeug an der Elle. So viel ich weiss, ist diese merkwürdige Eigenschaft unseres Schema's bisher der Aufmerksamkeit der Elektriker entgangen.

Hr. Poggendorff empfiehlt die Messung so anzustellen, dass man bei einer passenden Länge der Nebenleitung den Multiplicatorkreis einen Augenblick schliesst, um zu sehen, ob und wohin noch ein Ausschlag erfolge, oder ob und in welchem Sinne man jene Länge noch zu verändern habe um sich dem Gleichgewicht zu nähern, und so tastend fortfährt, bis man die Länge getroffen hat, bei der die Nadel auf Null verharrt. Zu dieser Vorschrift zwangen ihn die Ladungen der unbeständigen Combination, deren elektromotorische Kraft zu messen er sich vorgesetzt hatte. Bei Abwesenheit merklicher metallischer Ladungen in unserem Falle könnte man jetzt so verfahren wollen, dass man bei geschlossenem Multiplicatorkreise die Länge der Nebenleitung so lange veränderte, bis die Nadel nach dem Nullpunkt zurückkehrte. Inzwischen bleibt noch immer rathsam, die Messung nach der von Hrn. Poggendorff angegebenen Art zu leiten, weil man so die innere Polarisation der thierischen Theile vermeidet (s. oben S. 161. Anm. 2). Ausserordentlich bequem zeigt sich übrigens dabei, wegen der Dämpfung der Schwingungen, der Gebrauch der Spiegelbussole, so dass sie dadurch sofort an Bedeutung für dieses Gebiet wiedergewinnt, was ihr der Compensator, indem er die Messungen von Stromstärken überhaupt in den Hintergrund drängt, daran zu nehmen drohte. Das beste Multiplicatorgewinde wird aber auch hier, wie leicht ersichtlich, das sein, welches sonst für den Nerven- oder Muskelstrom das passendste gewesen wäre.

[114] Bereits an der vorher beschriebenen rohen Vorrichtung kann man die Längenmessung des Nebenschliessdrahtes mit einer für die meisten Zwecke hinreichenden Genauigkeit vornehmen, wenn man unter den Messingdraht eine gedruckte Millimeterscale klebt. Bei den angegebenen Verhältnissen genügt der Messingdraht, um von dem Strom eines einzigen Daniells einen Zweig abzuleiten, der den Muskelstrom im Multiplicatorkreise überwiegt. Nichts verhindert, wenn dieser Draht gelegentlich nicht ausreichen sollte, ihn durch einen längeren oder dünneren zu ersetzen, zwei Daniell nebeneinander anzuwenden, oder noch besser, die Daniell'sche Kette durch die Grove'sche zu ersetzen.

Mehrere Daniell hintereinander helfen nicht viel, weil der Widerstand des Messingdrahtes schon gegen den eines Daniells nur klein ist.

Vollkommener und bequemer wird der vorgesetzte Zweck erreicht durch das in Fig. 6 Taf. I im Aufriss und in halber natürlicher Grösse vorgestellte Instrument, welches die Werkstatt der Hrn. Siemens und Halske liefert. Diese Figur ist nur bestimmt, eine allgemeine Vorstellung von der Gestalt des Instrumentes zu geben, dessen sämmtliche Theile im Einzelnen verständlich zu machen, zu viel Abbildungen erfordert hätte. Der Stromlauf in dem Instrument erhellt aus Fig. 11.

An Stelle des Messingdrahtes tritt hier ein Platindraht von 1^{mm} Dicke bei gleicher reducirter Länge mit jenem, nämlich nur etwa 370^{mm} lang. Anstatt diesen Draht gerade auszuspannen, das eine Multiplicatorende daran verschiebbar, und dessen Entfernung vom anderen an einer Längentheilung messbar zu machen, zog Hr. Halske es vor, ihn gleichsam in Gestalt einer einzigen, sehr sorgfältig gearbeiteten Agometer-Windung um den isolirenden Umfang einer kreisrunden Scheibe zu biegen, und an Stelle der Messung jener Entfernung die Messung einer Drehung der Scheibe um ihre Axe zu setzen. Diese Einrichtung verspricht einen dreifachen Vortheil. Erstens nimmt das Instrument keinen grösseren Raum ein, als etwa ein fünfzölliger Azimuthalkreis. Zweitens bewegt sich der Draht, und das daran verschiebbare Multiplicatorende bleibt stehen. Man hat also diesem nicht mit dem Auge behufs der Ablesung über eine Strecke von fast vier Decimetern zu folgen, sondern die Ablesung geschieht an einem festen Zeiger. Drittens stellt sich der Preis des Instrumentes niedriger als bei der anderen Gestalt, weil die Anfertigung winkelmessender Instrumente geläufiger, als die von [115] Längen-Messvorrichtungen ist, und die meiste Arbeit daran sich auf der Drehbank ausführen lässt.

In Fig. 11 ist $N0r'rS$ der Nebenschliessdraht. Man sieht ihn in Fig. 6 Taf. I. bei rr' in einer Nuth am Umfang eines gut abgedrehten Ringes aus Kammmasse, von 65^{mm} Halbmesser, aufgewunden, welcher eine Messingscheibe umgiebt, deren Oberfläche den getheilten Kreis trägt. Die beiden Enden des Drahtes N, S, welche in Fig. 6 unsichtbar sind, stehen ein für allemal in Verbindung mit den Klötzen ν, σ eines Stöpselumschalters, der in der Mitte der Scheibe angebracht ist. Die beiden anderen Klötze 1 und 2 des Umschalters stehen ihrerseits durch die in Fig. 11 sichtbaren Schraubenklemmen 1*, 2*, und durch Drähte, welche in der hohlen Axe des Instrumentes verlaufen, in Verbindung mit den Klemmen I und II an dessen hölzernem Fussgestell. Diese sind zur Aufnahme der Enden der Maasskette D bestimmt, und der Umschalter wird so gestellt, dass der im Multiplicatordraht kreisende Stromzweig der

Maasskette die entgegengesetzte Richtung des Stromes der in diesem Zweige befindlichen thierischen Kette, also z. B. des Muskels μ, hat (s. Fig. 11). Am Punkte 0, der in Fig. 6 gleichfalls versteckt ist, geht der Nebenschliessdraht über einen scharfen Platinsteg, der durch einen abermals in der Axe verlaufenden Draht mit der Klemme IV und dadurch mit dem einen Ende des Multiplicatorkreises verknüpft ist. Endlich r ist ein Platinröllchen, dessen Platinaxe an einer Feder befestigt ist, die dasselbe gegen den Nebenschliessdraht drückt. Die Feder ist,

Fig. 11.

wie Fig. 6 zeigt, an einer Säule befestigt, die zugleich den festen Zeiger und darüber die Lupe zum Ablesen der Drehung trägt. Eine hier befindliche Schraubenklemme 3 steht in Ver- [116] bindung mit der Schraubenklemme III am Fussgestell, die das andere Ende des Multiplicatorkreises aufnimmt. Löst man die Schraube g in der Hauptfigur, so kann man die Scheibe aus der Hand mittels der vier daran nach unten ragenden Stifte drehen. Zieht man g an, so gewährt in bekannter Weise f eine mikrometrische Einstellung. In Wirklichkeit befinden sich

übrigens die vier Schrauben I—IV an der Seite des Instrumentes, wo sich die das Röllchen, den Zeiger und die Lupe tragende Säule erhebt.

Die Theilung ist keine gewöhnliche Kreis-, sondern eine Decimaltheilung, und zwar ist der Umfang der Scheibe, in der Ausdehnung in der sie vom Draht umspannt wird, in 1000 Theile getheilt. Um den Nullpunkt dieser Theilung mit dem Zeiger zusammenfallen zu machen bei der Stellung des Röllchens, wobei der Stromzweig der Maasskette im Multiplicatorkreise Null ist, oder wobei der Berührungspunkt von Röllchen und Draht mit dem von Draht und Platinsteg zusammenfallen würde, wenn der Draht keine merkliche Dicke besässe, diente mir folgender Kunstgriff. Es heisse der gesuchte Berührungspunkt 0, so ist klar, dass, wenn das Röllchen einen Punkt des Nebenschliessdrahtes zwischen N und 0 berührt, der Stromzweig der Maasskette im Multiplicatorkreise die umgekehrte Richtung hat von der die ihm zukommt, wenn sich das Röllchen von N aus jenseits 0 befindet. Ich brachte also an Stelle der Maasskette zwei als zusammengesetzte Kette verbundene Grove'sche Elemente der grösseren Art, verband III und IV durch einen Multiplicator, und suchte die Stellung des Nebenschliessdrahtes am Röllchen auf, die sich mit äusserster Schärfe bestimmen liess, wobei der Stromzweig im Multiplicator seine Richtung wechselte. Bei dieser Stellung schraubte ich den bis dahin seitlich verschiebbaren Zeiger dergestalt fest, dass der Strich darauf mit dem Nullstrich der Theilung zusammenfiel. In der nächsten Umgebung des Punktes 0 ist es nicht zu verlangen, dass die, sonst an dem Instrument zu erwartende, einfache Beziehung zwischen y und der Länge der Strecke $0r$ stattfinde, weil der Platindraht verhältnissmässig zu dick ist, um als linearer Leiter zu gelten. Doch scheint dieser Umstand, wie wir sogleich sehen werden, schon in sehr geringer Entfernung keinen Einfluss mehr zu üben.

Die Leistungen des Instrumentes im Versuch zu prüfen, müsste man eine Anzahl beständiger elektromotorischer Anordnungen nehmen, deren Gesammtkraft der eines Muskels etwa gleichkäme, und bei verschie- [117] denen Widerständen im Maasskettenzweige 1, 2, 3 . . . davon im Multiplicatorzweige compensiren. Das Verhältniss der dazu nöthigen Längen des Nebenschliessdrahtes müsste dabei stets dasselbe bleiben. Als ich diesen Versuch mittels Säure-Alkali-Ketten in's Werk setzte, fand sich, dass diese durchaus nicht hinreichend beständig waren, um sie zur Prüfung eines Messwerkzeuges zu verwenden.[1] Thermoëlemente, gleich denen von Hrn. Jules Regnauld, deren etwa 6 dem Strom

[1] [Vergl. §. VII. der Abhandlung: „Ueber die elektromotorische Kraft der Nerven und Muskeln" im Archiv für Anatomie u. s. w. 1867 und im zweiten Bande dieser Sammlung.]

zwischen natürlichem Längs- und künstlichem Querschnitt die Wage halten (s. oben S. 179. Anm. 2), würden vielleicht das Richtige sein. Ich habe noch nicht Zeit gehabt, den Versuch mit solchen Ketten zu wiederholen.

Es gab aber noch eine andere, mittelbare Art, sich der Brauchbarkeit des Instrumentes zu vergewissern. Bei der Sicherheit der Theorie, aus der das Princip seiner Construction geschöpft ist, könnte diese Brauchbarkeit nur dadurch beeinträchtigt sein, dass der Widerstand des Nebenschliessdrahtes nicht proportional seiner Länge wüchse. Man braucht also, um das Instrument zu prüfen, nur irgend eine Reihe von Messungen damit anzustellen, bei denen sich ergiebt, ob gleichen Längen des Platindrahtes gleiche Widerstände entsprechen oder nicht. Eine Prüfung der Art beruht auf der Bemerkung Petrina's,[1] dass, wenn ein Kreis irgendwo in zwei Nebenleitungen A und B gespalten ist, und der Widerstand von A verschwindet gegen den von B und gegen den der Hauptleitung, wie wir die ungespaltene Stromstrecke nennen wollen, die Stärke des Stromzweiges in B dem Widerstande von A annähernd proportional sei. Behält man die oben gebrauchten Bezeichnungen bei, so ist die Stärke des Stromzweiges der Maasskette im Multiplicatorkreise

$$I = \frac{E\lambda}{(C-\lambda)(M+\lambda)+M\lambda}. \tag{III}$$

Lässt man λ gegen C und M verschwinden, so bleibt übrig

$$I = \frac{E}{CM}\cdot\lambda$$

Um diese Beziehung zur beabsichtigten Prüfung zu verwenden, nahm ich zwischen die Klemmen III und IV die Tangentenbussole mit Spiegelablesung und 12000 Windungen auf, an der die Ablenkungen den Stromstärken so [118] nahe proportional sind, dass die Abweichung zu vernachlässigen ist; zwischen die Klemmen I und II aber eine mehrgliederige Grove'sche Säule und einen angemessenen Widerstand. Es zeigte sich, selbst innerhalb der ersten 5 Tausendtel, einer Strecke also von noch nicht 2^{mm} vom Nullpunkte, die bestmögliche Uebereinstimmung. Dies Ergebniss war um so befriedigender, als bei dieser Art des Versuches der veränderliche Widerstand zwischen Platinröllchen und Nebenschliessdraht nicht aus der Rechnung fällt, wie bei der Anwendung des Instrumentes zum Compensiren. Es lehrt zugleich, dass, wenn man es wünschen sollte, man sich des Compensators sehr bequem bedienen kann, um die empirische Graduirung eines Multiplicators nach Petrina auszuführen.

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1842. Bd. LVI. S. 328. Anm.; — Bd. LVII. S. 111.

Am Ende S ist der Platindraht wieder über eine scharfe Platinkante gespannt, welche dem tausendsten Strich der Theilung entspricht. Da man somit das Verhältniss $\lambda : L$ stets unmittelbar abliest, so gehört sich's, um die am Compensator gewonnenen Bestimmungen der elektromotorischen Kraft auf die Kraft der Maasskette als Einheit zu beziehen, nur noch, dass man das Verhältniss L zu W kenne. Dies zu finden hat natürlich im Allgemeinen keine Schwierigkeit, doch ist zu bemerken, dass in gegenwärtigem Falle die Bestimmung der Natur der Dinge nach keine sonderlich scharfe werden kann, weil das Verhältniss ein zu kleines ist.

Ein Umstand, der beim Gebrauch des Compensators Beachtung verdient, ist die Erwärmung des Nebenschliessdrahtes durch den Strom. Nimmt man als Maasskette eine Grove'sche Kette, so wird die Erwärmung sehr fühlbar, falls man nicht längere Zuleitungsdrähte anwendet; mit einem Daniell ist sie unmerklich. Auf alle Fälle macht man sie, sofern es sich nicht um absolute Bestimmungen handelt, dadurch unschädlich, dass man den sich bald einstellenden stationären Zustand abwartet.

Dass man bei allen Versuchen, wobei die Kette dauernd durch eine kurze Leitung geschlossen ist, besondere Sorgfalt auf deren Beständigkeit verwenden müsse, braucht kaum bemerkt zu werden.

Zuletzt will ich nicht unterlassen, ausdrücklich hervorzuheben, dass durch die von Hrn. Helmholtz entwickelte Theorie[1] der thierisch-elektrischen Ströme die Bedenken endgültig erledigt sind, die ich am [119] Schlusse des ersten Bandes meines Werkes (S. 723 ff.) gegen die Anwendung der Methode der Compensation zum Eliminiren des Widerstandes in thierisch-elektrischen Versuchen erhoben hatte.[2]

§. XII. Vom Rheochord in seiner Anwendung zu elektrophysiologischen Versuchen.

Nachdem mir dergestalt die Anwendung des Princips der Nebenschliessung zur Abstufung schwacher elektrischer Ströme am Multiplicator geläufig geworden war, lag es sehr nahe, dasselbe auch auf den Fall zu übertragen, wo Nerven und Muskeln Strömen von willkürlich beherrschbarer Stärke unterworfen werden sollen, wo es sich z. B. darum handelt, Ströme die Nerven treffen zu lassen, welche nicht das Maximum der Zuckung bewirken.

---

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1853. Bd. LXXXIX. S. 211. 353.

[2] [Weiteres über den Compensator s. in der folgenden Abhandlung (IX).]

Im Gebiete der Induction gewährt die Veränderung des Abstandes der Nebenrolle von der Hauptrolle ein Mittel, die einzelnen Schläge oder den tetanisirenden Strömungsvorgang mit aller nur wünschenswerthen Feinheit abzustufen. Im Gebiete der beständigen Ströme schlugen die, welche sich Aehnliches vorsetzten, natürlich zuerst den Weg ein, der bei physikalischen Versuchen leicht zum Ziele führte, Veränderung der Stromstärke durch Veränderung des Widerstandes. Allein es fand sich, dass, wegen des grossen eigenthümlichen Widerstandes und der Kleinheit der thierischen Theile, mit metallischen Widerständen hier nichts auszurichten sei, man müsste denn solche in ganz riesigem Maassstabe entwickeln; während die Anwendung feuchter Widerstände, wie Hr. Harless sie versucht hat, mühsam und zeitraubend ausfällt, und leicht zu Fehlern Anlass giebt.[1]

---

[1] Der feuchte Rheostat des Hrn. Harless (Molekuläre Vorgänge in der Nervensubstanz. I. Abhandlung: Voruntersuchungen. Aus den Abhandlungen der K. bayer. Akademie der Wissenschaften. 1858. II. Cl. VIII. Bd. II. Abth. S. 320. 321 [8. 9]) besteht aus drei mannshohen Glasröhren von 3—4 mm Durchmesser, die mit destillirtem Wasser oder mit verdünnter schwefelsaurer Kupferoxydlösung gefüllt werden. Die Umständlichkeit dieser Operation, namentlich wenn die Röhren, nachdem sie die Lösung enthielten, mit destillirtem Wasser gefüllt werden sollen, kann nicht klein sein. Nach Bedürfniss werden eine, zwei, drei dieser Röhren in den Kreis aufgenommen. Unterabtheilungen der einen Röhre erhält man, indem man einen Kupferdraht bis zu der erforderlichen Tiefe darin versenkt. Dies geschieht mittels eines Fadens, der über eine Rolle am Gipfel einer etwa elf Fuss hohen Säule geht, woran die Röhre aufgerichtet ist. Auch die Verbindungen der Röhren unter sich und mit dem anderen Ende des Kreises sind aus Kupfer, und somit enthält die Vorrichtung nicht weniger als drei Elektrodenpaare, an denen eine dreifache Ungleichartigkeit, und, da gewisse Gründe die Anwendung einer hinlänglich concentrirten Kupferlösung verbieten, dreifache, bei der Kleinheit der Flächen sogar sehr starke Polarisation stattfindet. Wie dabei der Strom habe auch nur einigermaassen beständig bleiben, oder in verschiedenen Versuchen gleiche Stromstärken denselben Rheostatenständen haben entsprechen können; wie der Einfluss der Stromrichtung erforscht werden konnte, da doch beim Umkehren des Stromes die Polarisation sich plötzlich zur Kraft der Kette hinzufügte statt sich davon abzuziehen, ist schwer zu begreifen. Wenn die Spitze des Kupferdrahtes, durch dessen Heben und Senken der Strom beherrscht werden sollte, negativ war, musste deren Bewegung nach bekannten Erfahrungen (Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 212. Anm. 1) von einer Hebung des Stromes begleitet sein. Diese Wirkung, die sich zu der durch Veränderung des Widerstandes erzeugten algebraïsch summirte, fehlte hingegen, wenn jene Spitze positiv war. Hr. Harless beschränkte sich aber nicht darauf, diese Vorrichtung zum Abstufen der Stromstärke zu benutzen, sondern er maass damit auch Widerstände. In Vergleich mit den bezeichneten Fehlern wird es wenig zu sagen gehabt haben, dass die Röhren nicht cylindrisch waren, und dass Hr. Harless, statt die Röhren zu calibriren, sich begnügte, deren mittleren

[120] Die von mir eingeführte Abstufung der Stromstärken bei Reizversuchen mittels des Princips der Nebenschliessung ist anzusehen, als sei an Stelle der unthunlichen Veränderung des Widerstandes die der elektromotorischen Kraft gesetzt. Der Schliessdraht einer Kette bietet uns, vermöge der darauf stattfindenden Anordnung der Spannungen, eine Reihe stetig wachsender Spannungsunterschiede dar, die wir den Enden des Nervenkreises — so soll hinfort der jetzt den Nerven, früher den Multiplicator enthaltende Zweig heissen — ertheilen können. Es kann sich nur darum handeln, die beste Gestalt zu ermitteln, die zu diesem neuen Zweck der Vorrichtung zu geben sei. Dabei kommt es auf folgende Punkte an.

Erstens muss die Veränderung des Widerstandes des Nebenschliessdrahtes so geschehen, dass weder, wenn man diese Veränderung durch Verschiebung des einen Endes des Nervenkreises am Nebenschliessdraht bewerkstelligt, eine Trennung beider, noch, wenn man den Nebenschliessdraht selber verlängert, eine Oeffnung der Nebenschliessung zu befürchten sei. Im [121] einen Falle würde eine nicht zum Versuch gehörige, vielleicht schädliche, jedenfalls unnütze Erregung stattfinden. Im anderen würde der Nerv plötzlich dem ungeschwächten Strom der Kette ausgesetzt sein. Dies sind Rücksichten, die den Physikern bei der Erfindung der beweglichen Verbindungen an den Rheochorden fremd waren, und welche keine Wahl übrig lassen, als zwischen der von Hrn. Neumann herrührenden Quecksilberverbindung, und federnden Schiebern. Letztere lassen sich auf sehr verschiedene Art einrichten, sie haben aber immer den Nachtheil, dass sie bei häufigem Gebrauche den Draht angreifen. Von diesem Fehler ist die Neumann'sche Vorrichtung verhältnissmässig frei und verdient schon darum den Vorzug.

Zweitens muss der Widerstand der Nebenleitung im Vergleich zu dem des Nervenkreises so klein gemacht werden können, dass bei der gewöhnlich angewendeten elektromotorischen Kraft keine merkliche Erregung des Nerven erfolgt.

Drittens sollte der Widerstand der Nebenleitung auch wiederum so gross gemacht werden können, dass die durch den Draht bewirkte Schwächung des Stromzweiges im Nervenkreise nicht mehr in Betracht

---

Querschnitt zu bestimmen. Wenn aber Hr. Harless so gemessene Widerstände thierischer Theile auf neun, ja auf zehn Stellen genau angiebt, während beim Messen metallischer Widerstände mittels der Wheatstone'schen Brücke Hr. Siemens z. B. sich mit höchstens fünf Stellen begnügt (Poggendorff's Annalen u. s. w. 1860. Bd. CX. S. 1 ff.), so ist dies gewiss nicht geeignet, das Misstrauen zu mildern, womit jeder Physiker sogar auf die erste Stelle in Hrn. Harless Zahlen blicken wird.

komme. Dies ist bekanntlich der Fall, wenn der Widerstand der Hauptleitung gegen den der beiden Nebenleitungen verschwindet. Alsdann nehmen die Enden dieser beiden Leitungen den nämlichen Unterschied der Spannungen an, als ob deren jede allein vorhanden wäre und die elektromotorische Kraft enthielte.[1] Behalten wir unsere obigen Bezeichnungen mit dem Unterschiede bei, dass wir N für M schreiben, da an Stelle des Multiplicatorkreises jetzt der Nervenkreis getreten ist, und setzen wir L und N sehr gross gegen W, so verschwindet, für $\lambda = L$, das erste Glied des Nenners in (III) gegen das zweite, und die Stromstärke wird im Nervenkreise

$$I = \frac{E\lambda}{N\lambda} = \frac{E}{N},$$

in der Nebenleitung

$$I_{\prime} = \frac{EN}{\lambda N} = \frac{E}{\lambda}.$$

[122] Man wird also, wenn W gegen N und L zum Verschwinden gebracht werden kann, ohne eine neue elektromotorische Kraft zu Hülfe zu nehmen, den Nerven einem eben so starken Strom aussetzen können, als ob gar keine Nebenleitung vorhanden wäre.

Viertens darf bei Stromschwankungen keine Induction im Nebenschliessdraht stattfinden, wodurch der zeitliche Verlauf des Stromes geändert würde, auf den in Reizversuchen so viel ankommt. Kann der Draht, zu grosser Länge halber, nicht gerade ausgestreckt bleiben, so ist er im Zickzack zu führen, oder ein Theil davon ist auf Rollen halb im einen, halb im anderen Sinne zu wickeln. So sind bereits wegen der Nachtheile, die auch bei anderen Versuchen aus der Induction erwachsen, die Rollen an dem Stöpselrheostat von Siemens und Halske[2] gewickelt, den Hr. Moleschott, auffallenderweise ohne dieses wichtigen Umstandes zu gedenken, empfiehlt,[3] der aber in seiner jetzigen Gestalt für elektrophysiologische Zwecke nicht wohl brauchbar ist, weil er nur aus Rollen besteht, folglich den Widerstand nur in Sprüngen abzustufen erlaubt.

Fünftens und schliesslich scheint es nämlich wünschenswerth, dass der Widerstand der Nebenleitung zwischen den unter 2. und 3. angegebenen Grenzen stetig verändert werden könne.

---

1 Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 572.

2 Siemens in Poggendorff's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 75. Taf. I. Fig. 4.

3 Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere. Bd. VII. 1860. S. 404; — Bd. VIII. 1861. S. 2.

Die Form der Vorrichtung, der wir bis jetzt den Vorzug schenkten, wobei die Hauptleitung immer um ebensoviel verkürzt, wie die Nebenleitung verlängert wird, lässt aus leicht ersichtlichen Gründen die Erfüllung der dritten unter diesen Bedingungen nicht wohl zu. Ohnehin büsst für den gegenwärtigen Zweck unser Schema den Vorzug ein, den es für den Zweck elektromotorischer Kraftmessungen vor dem Poggendorff'schen Schema besitzt, wobei nur die Nebenleitung verlängert wird. Hr. Pflüger, dem ich im Beginn seiner elektrophysiologischen Forschungen das hier in Rede stehende Verfahren mittheilte, und in dessen Händen es rasch umgestaltend in die Lehre von den Reizversuchen eingriff,[1] that deshalb wohl daran, bei dem Bau seines grösseren Rheochords zum Poggendorff'schen Schema zurückzukehren, wobei jene Bedingung leicht erfüllt wird. [123] Hr. Pflüger bestimmte die Länge eines $0 \cdot 3^{\text{mm}}$ dicken Neusilberdrahtes, welcher, bei einer zehngliederigen Grove'schen Säule in der Hauptleitung, als Nebenleitung zum Nervenkreise den Strom in letzterem um nur etwa $^1/_7$ schwächt, zu etwa 14^{m}. Er empfand übrigens das Bedürfniss, zum Zweck feiner Abstufung sehr schwacher Ströme, noch ein kleineres Rheochord zu haben. Diesem liess er ganz meine erste Einrichtung, nur dass er daran mit der Spirale, wodurch ich das eine Ende des Nervenkreises am Nebenschliessdraht verschiebbar zu machen pflegte, den Eisendraht verband, der nur mit dem Quecksilberrohr nöthig wird; was nicht vortheilhaft erscheint, da Eisen schlechter leitet, und leichter rostet, als Messing.

Ich bin, nach vielen Ueberlegungen, im Verein mit Hrn. Sauerwald, bei der Gestalt des Rheochords für elektrophysiologische Zwecke stehen geblieben, die Taf. II. Fig. 7 im Grundriss und, bis auf die Länge des Kastens, die etwa noch einmal so stark verkleinert ist, in $^1/_3$ der natürlichen Grösse zeigt. Es liegt dieser Gestalt, wie dem grösseren Pflüger'schen Rheochord, das Poggendorff'sche Schema zu Grunde. Die ganze Vorrichtung ist aber zu einem flachen, länglichen Kasten von nur 1178^{mm} Länge, 175^{mm} Breite und 52^{mm} Höhe zusammengedrängt, so dass alle Handhabungen innerhalb der bequemen Reichweite einer sitzenden Person bleiben.

Auf dem Boden dieses Kastens, den man sich umgestürzt denken muss, verlaufen, der einen langen Seite entlang, zwei Platindrähte $s\,\sigma\,w$, $s_{,}\sigma_{,}w_{,}$ von $0 \cdot 3^{\text{mm}}$ Durchmesser und etwas über ein Meter Länge. Jeder dieser Drähte ist zwischen einem vorderen Platinsteg s, $s_{,}$ und einem hinteren Elfenbeinsteg σ, $\sigma_{,}$ mittels eines Wirbels w, $w_{,}$ ausge-

[1] Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 121 ff.

spannt. Es schien nicht der Mühe werth den Einfluss zu berücksichtigen, den die Spannung von Drähten auf ihren Widerstand äussert, und den hier nothwendigen Zug an den Platindrähten durch Gewichte ausüben zu lassen. Unter den Platindrähten läuft auf einer Holzleiste von schwalbenschwanzförmigem Querschnitt ein Messingschlitten, der zwei mit Quecksilber gefüllte Röhren von polirtem Stahl trägt, durch welche die Platindrähte hindurchgehen. Man sieht diese Anordnung in Fig. 7 *a*, *b*, in halber natürlicher Grösse abgebildet, und zwar in Fig. 7 *a* im senkrechten Durchschnitt auf die Axe der Röhren, in Fig. 7 *b* im seitlichen Aufriss, bis auf die auch hier im Durchschnitt dargestellte, dem Beschauer nähere Röhre. An dem hinteren Ende sind die [124] Röhren durch Korke verschlossen, welche von den Drähten durchbohrt werden. Vorn sind sie nach Art eines zugeblasenen Rohres gewölbt und an der Kuppe mit einer glatten Oeffnung versehen, welche die Drähte, indem sie durch sie treten, so ausfüllen, dass das Quecksilber daneben erst unter einem merklichen, auf den Kork ausgeübten Druck heraustr äufelt.

Durch den Schlitten und die ihm aufgelötheten beiden Stahlröhren wird zwischen den sonst von einander isolirten Platindrähten eine gut leitende Brücke hergestellt, deren Widerstand nicht in Betracht kommen soll gegen den des Stückes der Drähte zwischen den Stegen *s*, *s*, und den Röhren. Steg *s* befindet sich an einem und demselben Messingklotz mit der doppelten Schraubenklemme *P*, welche das eine Ende der Kette und des Nervenkreises aufnimmt, wie Fig. 7 zeigt. Steg s_1 steht durch die gleich näher zu betrachtende Leitung s_1Q mit der entsprechenden Doppelklemme *Q* in Verbindung, zu der die anderen Enden der Kette und des Nervenkreises gehen.

Dass die stählernen Quecksilberröhren vorn nicht durch einen Kork verschlossen, sondern in eine metallene Kuppe endigen, hat zur Folge, dass, wenn man sie mit diesen Kuppen gegen die Platinstege *s*, s_1 drückt, die Nebenleitung für den Nervenkreis durch den Steg *s*, jene Röhren nebst dem Schlitten unmittelbar, den Steg s_1 und die Leitung s_1Q gebildet wird. In diesem Fall ist der Widerstand der Nebenleitung so klein, dass, wenn nicht die Kette von ungewöhnlich grosser elektromotorischer Kraft ist, der Nerv in seinem Kreise keine Erregung erfährt. Auf alle Fälle würde es stets leicht sein, diesen Zustand dadurch herbeizuführen, dass man in die Hauptleitung einen metallischen Widerstand aufnimmt, da für λ sehr klein gegen *W* und *N*,

$$\frac{E\lambda}{(W+N)\,\lambda + WN} \text{ annähernd } = \frac{E\lambda}{WN},$$

d. h. *W* umgekehrt proportional wird. Längs der Schlittenbahn ist eine 1^{m} lange Millimeterscale (Fig. 7, 0—1000) aufgeklebt. Bei der oben

beschriebenen Stellung des Schlittens steht ein daran befindlicher Zeiger z auf dem Nullpunkte der Theilung. Durch Verschieben des Schlittens nach den Stegen σ, σ, am hinteren Ende des Rheochords kann man 2^{m} des Platindrahtes in die Nebenschliessung aufnehmen. Reicht dieser Widerstand nicht [125] aus, so lässt er sich folgendermaassen noch bis um das zwanzigfache vermehren.

Die Leitung σ, Q besteht aus einer Reihe von sechs parallelepipedischen Messingklötzen, die auf einer Platte von Kammmasse so befestigt sind, dass sie fünf kleine Zwischenräume zwischen sich lassen. Klotz 1 hängt unmittelbar zusammen mit Steg $s_{,}$, Klotz 6 trägt die Doppelklemme Q. Die fünf Zwischenräume zwischen den Klötzen sind für gewöhnlich, wie an den Stöpselumschaltern, mit Stöpseln ausgefüllt, die Fig. 7 im Querschnitt zeigt. Ausser durch die Stöpsel stehen aber die Klötze noch im Inneren des Kastens in Verbindung durch kürzere oder längere Strecken Neusilberdraht, welche an der inneren Fläche des Kastenbodens in Gestalt haarnadelförmiger Oesen, wo es nöthig ist, zickzackförmig ausgespannt sind. Diese Leitungen sind in Fig. 7, gleich der Länge des Kastens in doppelt kleinerem Maassstabe als das Uebrige, punktirt gezeichnet. Die Drähte zwischen Klotz 1 und 2, und 2 und 3 (*I b*, *c*) haben denselben Widerstand, wie die Platindrähte, wenn z auf 1000^{mm} steht. Zwischen 3 und 4 beträgt der Widerstand das doppelte (*II*), zwischen 4 und 5 das fünffache (*V*), zwischen 5 und 6 das zehnfache (*X*) von jenem. Die Stöpsel bilden, in Bezug auf die Drähte, Nebenschliessungen von verschwindendem Widerstande, welche nur entfernt zu werden brauchen, um den Widerstand der Nebenleitung um das ein-, zwei-, fünf- oder zehnfache vom Widerstande der Platindrähte zu erhöhen. Aus diesen Zahlen kann man von eins bis zwanzig jede beliebige Zahl zusammensetzen.

Die Widerstände werden mittels der Wheatstone'schen Brücke abgestimmt. Um dies mit aller Feinheit thun, und dabei doch den Drähten die gehörige Spannung geben zu können, dass sie nicht im Inneren des Kastens lose werden und mit einander in Berührung gerathen, wird folgendermaassen verfahren. Das eine Ende des abzupassenden Drahtes ist bereits an den zu seiner Aufnahme bestimmten, von oben in's Innere des Kastens herabragenden Fortsatz des einen Messingklotzes gelöthet; das andere ist an dem entsprechenden Fortsatze des benachbarten Klotzes vorläufig unter einer lose angeschraubten Platte mit Reibung verschiebbar. Biegt der Draht von Klotz zu Klotz nur in einer Oese um, wie es der Fall ist für *I b*, *I c*, *II*, so wird die Oese in die Hohlkehle eines Elfenbeinscheibchens gelegt, das [126] excentrisch an einem Wirbel sitzt (Fig. 7, 7 *a*). Der Wirbel wird so in den Boden eingedreht, dass der

Widerstand schon ungefähr der verlangte, nur etwas kleiner ist; durch das Drehen der excentrischen Scheibe wird er dann auf das richtige Maass gebracht, während zugleich der Draht die geeignete Spannung erhält. Steht die Nadel des Galvanoskops in der Brücke auf Null ein, so wird auch das zweite Ende des Drahtes festgeschraubt und verlöthet. Hat der Draht zickzackförmig hin und her zu laufen, wie es für die Widerstände *V* und *X* nöthig wird, so geschieht nur die letzte Biegung um eine excentrische Scheibe, die übrigen um Pflöcke, wie man in Fig. 7 unterscheidet.

Zum Gesammtwiderstande des von Hrn. Pflüger beschriebenen grösseren Rheochords verhält sich der des unsrigen etwa wie 1 : 0·6.[1] Die vier ersten oben gestellten Bedingungen erfüllt also unsere Einrichtung vollständig genug, um es zunächst dabei bewenden zu lassen. Was aber die fünfte Bedingung betrifft, so ist diese dabei allerdings zum Theil aufgegeben. Man kann zwar an unserem Rheochord den Widerstand innerhalb eines Zwanzigtels seines Gesammtwerthes stetig erhöhen, und, im Gegensatz zum Rheostat von Siemens und Halske, jeden verlangten Widerstand so genau herstellen, wie die mechanische Vollkommenheit der Vorrichtung es gestattet; grössere Veränderungen jedoch kann man, wie an diesem Rheostat, auch nur in Sprüngen bewirken. Darin steht unser Rheochord dem grösseren Pflüger'schen nach. Dies enthält vier Paar Drähte, entsprechend unseren Platindrähten, deren jedes einen federnden Schieber besitzt. Man kann also dort, wenn die Länge eines oder mehrerer Drahtpaare nicht ausreicht, den Widerstand um ein beliebiges Stück des nächsten Paares erhöhen, und so ihn stetig von Null bis zur äussersten Grenze steigern. Will man dagegen an unserem Rheochord den Widerstand über ein Vielfaches des Widerstandes der Platindrähte hinaus um einen Bruchtheil dieses Widerstandes vermehren, so muss [127] man jedesmal erst wieder den Widerstand durch Zurückführen des Schlittens auf Null um eine Einheit vermindern, und ausserdem die passenden Veränderungen vornehmen, bei denen manchmal der Strom im Nervenkreise ganz aufhört. Bin ich z. B. beim Widerstand 5, zusammengesetzt aus den beiden Platindrähten (*I a*), Neusilberdraht *I b*, *I c* und *II*, angelangt, und er reicht nicht aus, so muss ich zuerst den Schlitten auf Null stellen und die drei Stöpsel *I b*, *I c* und *II* einsetzen, dann erst den Stöpsel *V* entfernen, und nun noch den Schlitten

[1] Der Widerstand meines Rheochords ist seitdem von Hrn. Dr. Joh. Ranke in meinem Laboratorium zu 1·03 Meilen Telegraphendraht, die Meile zu 64 Siemens'schen Widerstandseinheiten (Poggendorff's Annalen u. s. w. 1860. Bd. CX. S. 1), bestimmt worden (Ranke, Der galvanische Leitungs-Widerstand des lebenden Muskels. Ansbach 1862. S. 19). (Nachträgliche Anmerkung [1862].)

um die erforderliche Grösse verschieben. Unstreitig ist dies an und für sich ein Mangel. Auch geht dabei Zeit verloren. Inzwischen hat sich beim Gebrauch noch kein ernstlicher Nachtheil als Folge hiervon herausgestellt, während unser Rheochord andererseits seine werthvollsten Eigenschaften gerade der Einrichtung verdankt, worauf jener Mangel beruht.

Sobald allein durch Verschiebung jeder beliebige Widerstand zwischen Null und der Gesammtlänge des Rheochords hergestellt werden soll, bleibt nichts übrig, als die Anordnung, bei der jene Gesammtlänge in eine Anzahl gleichlanger gerade ausgestreckter Drahtpaare abgetheilt wird, deren jedes seine verschiebbare Brücke hat, und damit steht man, wenn es sich um die feinere technische Ausführung handelt, vor einer Reihe von Schwierigkeiten. Die bewegliche Brücke macht für jedes Paar Drähte eine Schlittenbahn nebst Scale nöthig. Wählt man als Brücke federnde Schieber, so kann man Neusilberdraht anwenden, allein dann muss der Draht stark genug sein um einige Zerrung und Abnützung auszuhalten, und das Instrument wird sehr umfangreich. Wählt man Quecksilberröhren, wie sie an unserem Rheochord als Brücke zwischen dem einen Paar Platindrähten angebracht sind, so ist man auf Eisen- oder Platindraht beschränkt. Jener rostet zu leicht, dieser ist kostspielig und wenig haltbar. Beide leiten im Vergleich mit dem Neusilber so gut, dass, wenn man sie nicht übermässig fein nimmt, abermals der Umfang der Vorrichtung ein zu grosser sein wird. Der Preis wird fast in gleichem Verhältniss mit der Zahl der beweglich überbrückten Drahtpaare wachsen u. s. w.

Diese Schwierigkeiten sind an unserem Rheochord dadurch umgangen, dass, wie man an Messinstrumenten, Mikroskopen u. d. m. eine grobe und eine feine Einstellung hat, nur ein kleiner Theil des Nebenschliessdrahtes [128] dazu bestimmt ist, eine feine Abstufung seiner Länge zu gestatten.[1] Auf diese kurze Strecke und deren Einrichtung hat alle Sorgfalt verwendet werden können, und hier war, als Substanz der Drähte, Platin an seinem Platze. Der bei weitem grösste Theil des Nebenschliessdrahtes dagegen durfte, da er keine andere Bedingung zu erfüllen hat als die einen grossen Widerstand darzubieten, und im Inneren des Kastens vor jeder Zerrung geborgen werden kann, aus Neusilber und beliebig fein genommen werden, um so das Instrument zu verkleinern. Daher dieses bei gleicher Leistung handlicher, einfacher, wohlfeiler und dauerhafter nicht leicht möchte herzustellen sein, und dessen Gebrauch aus

[1] Ein ähnlicher Kunstgriff ist schon von Hrn. Wiedemann beschrieben worden. Poggendorff's Annalen u. s. w. 1856. Bd. XCIX. S. 226. Anm.

den physiologischen Laboratorien sich sogar schon in die der Physiker auszubreiten beginnt.

Die Platindrähte erleiden von der glatten Mündung der Quecksilberröhren keinen Schaden. Nur ganz in der Nähe der Stege *s*, *s*, sind sie bedroht, weil sie hier am meisten gebraucht werden, und sich eine Abweichung der Axe der Quecksilberröhren von der Gleichgewichtslage der gespannten Drähte hier am meisten fühlbar macht. Vor Verletzungen sind die Platindrähte durch ein darüber angebrachtes Dach geschützt, welches gleichwohl den Schlitten zu verschieben und dessen Stellung abzulesen erlaubt. In Fig. 7 ist das Dach fortgelassen; man erkennt es aber in Fig. 7 *a* und *b*.

Die kleinen Schwankungen im Widerstande der Strecke *s*, *Q* in Folge verschiedenen Einsetzens der Stöpsel könnten beim Gebrauch des Rheochords zu physikalischen Zwecken vielleicht Bedenken erregen. Diesem Uebelstande wird durch eine in einen Stöpsel auslaufende Doppelklemme abgeholfen. Indem man diese Stöpselklemme statt des ersten Stöpsels braucht, den man, vom Widerstande Null an gerechnet, sonst eingesteckt haben würde, erreicht man, dass ausser ihr und den Quecksilberröhren in der benutzten Strecke des Rheochords keine anderen als feste Verbindungen vorkommen.

[129] §. XIII. Von einem beim Gebrauch des Rheochords in Reizversuchen zu beachtenden Umstande.

Beim Gebrauch des Rheochords in Reizversuchen muss man auf eine besondere Erscheinung vorbereitet sein, welche sonst leicht Täuschungen veranlassen kann.

Man denke sich in die Hauptleitung und in den Nervenkreis Schlüssel eingeschaltet, durch deren Schliessung und Oeffnung der Stromzweig im Nervenkreise hergestellt und unterbrochen werden kann. Nach den Ohm'schen Grundsätzen muss es, um Zuckung zu erhalten, ganz gleichgültig sein, wo man die Kette schliesst und öffnet, in der Hauptleitung oder im Nervenkreise, da in beiden Fällen die beständige Stromstärke, die im Nervenkreise hergestellt und aufgehoben wird, dieselbe ist. Als ich vor mehreren Jahren den Versuch einmal anstellte, ward ich überrascht, diese scheinbar so unbestreitbare Folgerung keineswegs bestätigt zu finden. Vielmehr musste ich, um z. B. beim Schliessen und Oeffnen des Nervenkreises Zuckung zu erhalten, der Nebenleitung eine viel grössere Länge geben, als beim Schliessen und Oeffnen der Hauptleitung. Mit anderen Worten, ich musste, um gleiche Erregung des Nerven zu bewirken, mittels des Schlüssels im Nervenkreise in diesem

Kreise eine viel grössere Stromstärke herstellen oder vernichten, als diejenige, deren Herstellung oder Vernichtung ausreichte, wenn ich mich des Schlüssels in der Hauptleitung bediente. Der Unterschied, um den es sich handelt, war ein sehr beträchtlicher. Als Nebenschliessdraht benutzte ich eine Eisensaite von ·0·8 mm Durchmesser und etwa 2 m Länge, als Kette eine DANIELL'sche von mittlerer Grösse. Schloss und öffnete ich die Hauptleitung, so erfolgte Zuckung schon bei wenigen Centimetern Länge der Nebenleitung, während manchmal die ganze Länge des Nebenschliessdrahtes nicht ausreichte, um beim Schliessen und Oeffnen des Nervenkreises Zuckung zu erlangen. Bei unmittelbarer Erregung der Muskeln zeigte sich derselbe Unterschied zwischen absolut höheren Grenzen.

Mein erster Gedanke war, dieser Unterschied läge an den Schlüsseln, aber theils indem ich die Schlüssel mit einander vertauschte, theils indem ich mittels einer geeigneten Schaltung einen und denselben Schlüssel abwechselnd in Nervenkreis und Hauptleitung brachte, überzeugte ich mich von dem Ungrunde dieser Vermuthung. Ebensowenig konnte die Erwär- [130] mung des Nebenschliessdrahtes die Ursache des Unterschiedes sein, da diese vielmehr im entgegengesetzten Sinne wirkt. Wird die Hauptleitung vor dem Nervenkreise geschlossen, so ist der Nebenschliessdraht wärmer und schlechter leitend, und folglich, wie die Rechnung lehrt, der Stromzweig im Nervenkreise stärker. Auch an Polarisation in der Kette war nicht zu denken, wodurch allerdings die Stromstärke bei geschlossener Hauptleitung vor dem Schliessen des Nervenkreises vermindert worden wäre, denn die Erscheinung zeigte sich auch mit einer GROVE'schen Kette im besten Zustande. Dagegen ergab es sich bei weiterer Ueberlegung, dass es die Polarisation an den Platinblechen der anfänglich zur Erregung benutzten stromzuführenden Vorrichtung war, worauf jener Unterschied beruhte. In der That wird letzterer unmerklich, sobald man die Platinbleche durch unpolarisirbare Elektroden aus verquicktem Zink in Zinklösung ersetzt, ja er kehrt sich sogar zuweilen um, so dass der Schlüssel im Nervenkreise etwas stärkere Erregung giebt, als der in der Hauptleitung. Bringt man aber in den Nervenkreis ein Platinelektrodenpaar in verdünnter Schwefelsäure, so ist der Unterschied wieder wie gewöhnlich da. Hiernach erklärt sich die Sache folgendermaassen.

Schliesst man die Hauptleitung nach dem Nervenkreise, so bricht in letzteren der Zweigstrom in seiner vollen, durch das Verhältniss der Widerstände bedingten Grösse ein. Oeffnet man die Hauptleitung, so hört im Nervenkreise freilich nur der durch die Polarisation auf das Aeusserste geschwächte Strom auf. Allein ihm folgt auf dem Fusse, da

ihm die Bahn der Nebenleitung offen steht, der Polarisationsstrom im umgekehrten Sinne, dem im ersten Augenblicke ungefähr die Stärke des primären zukommt, und der also in hohem Grade befähigt ist Zuckung zu bewirken. Im Polarisationsstrome gleichen sich im Nu die Ladungen zum grössten Theile ab, so dass, wenn man den Schlüssel in der Hauptleitung wieder schliesst, dasselbe Spiel von vorn beginnt.

Schliesst man dagegen den Nervenkreis nach der Hauptleitung, so wird das erste Mal freilich die Stromstärke die nämliche sein wie beim Schliessen der Hauptleitung nach dem Nervenkreise. Weil aber beim Oeffnen des Nervenkreises den sich alsbald entwickelnden Ladungen die Gelegenheit zur Abgleichung genommen wird, so bleibt erstens die Oeffnung selber vergleichsweise wirkungslos, zweitens wird auch für eine binnen nicht allzu- [131] langer Frist darauf folgende Schliessung die Stromstärke nicht wieder hergestellt.

Dass die Polarisation hier im Stande ist, einen so bedeutenden Unterschied zu bewirken, wird verständlich aus der grossen absoluten Schwäche der Ströme, die bereits das Maximum der Zuckung herbeiführen, im Verein mit dem bekannten Gesetze, wonach die Polarisation mit Zeit und Stromstärke wächst. Es handelt sich also, damit Alles klar sei, nur noch um den Nachweis, dass, bei vollkommener Gleichartigkeit der Platinelektroden, wirklich die Schliessungszuckung vom Schlüssel im Nervenkreise aus bei derselben Länge der Nebenleitung auftrete, wie die vom Schlüssel in der Hauptleitung aus. Dieser Nachweis gelingt, wenn man die Beobachtung darauf richtet, denn auch leicht; weil aber vom Schlüssel im Nervenkreise aus nur eben die erste Schliessungszuckung erfolgt und dann meistens keine wieder, so erhält man bei der ersten rohen Untersuchung den Eindruck jener ungeheuren Ueberlegenheit der Reizung vom Schlüssel in der Hauptleitung aus.

Es geht hieraus die Weisung hervor, wenn man es nicht vermeiden kann, sich bei Reizversuchen am Rheochord polarisirbarer Elektroden zu bedienen, erstens, die Schliessung und Oeffnung im Nervenkreise vorzunehmen, um nicht Täuschungen durch den Polarisationsstrom ausgesetzt zu sein, zweitens, unter keinen Umständen die Erscheinungen beim Schliessen und Oeffnen des Nervenkreises mit denen beim Schliessen und Oeffnen der Hauptleitung in Vergleich zu bringen.

§. XIV. Vom Schwankungsrheochord, einer Vorrichtung zum Erweise des allgemeinen Gesetzes der Nervenerregung durch den Strom.

Mit wie grosser Wahrscheinlichkeit das von mir sogenannte allgemeine Gesetz der Nervenerregung durch den Strom aus der Gesammtheit

der Thatsachen hervorging, die ich im ersten Bande meiner 'Untersuchungen'[1] dafür beibrachte, so hatte ich es doch an einem ganz unmittelbaren Beweise dafür fehlen lassen. In der That gebrach es mir zu jener Zeit an [132] einem Mittel, um eine positive oder negative Stromschwankung von passender Grösse und nach Willkür zu beherrschender Geschwindigkeit hervorzubringen. Zwar erschien mir schon damals die Ein- oder Ausschaltung von Widerständen nicht als das einzige brauchbare Mittel zur Veränderung der Stromstärke. Vielmehr übersah ich vollkommen, wie durch Verlängerung oder Verkürzung einer Nebenleitung sich die Stromstärke im Nervenkreise in ausreichende, und unter Umständen jenen Längenveränderungen proportionale Schwankungen versetzen lasse.[2] Was mich aber verhinderte, diesem Gedanken Folge zu geben, war erstens, dass ich mir auch sogleich vorsetzte, die Verlängerung der Nebenleitung mit gleichförmiger Geschwindigkeit zu bewirken, zum Zweck, eine lineare Stromschwankung und damit ein wichtiges Hülfsmittel zur Zergliederung des Erregungsvorganges zu gewinnen; zweitens, dass mir ein Kunstgriff abging, um einen Draht an einem anderen sicher vor Trennung und doch mit hinreichender Geschwindigkeit zu verschieben, wozu ich Rollen, federnde Schieber u. d. m. nicht für ausreichend hielt. Ein solcher Kunstgriff scheint nunmehr durch Hrn. NEUMANN's bewegliche Quecksilberverbindung geboten zu sein, und wenn man von der gleichförmigen Geschwindigkeit der Verschiebung absieht, und nicht unvorhergesehene Hindernisse dazwischen treten, müsste es glücken, den damaligen Plan zu verwirklichen. Dies habe ich jetzt mit Hülfe folgender Vorrichtung versucht, die ich das Schwankungsrheochord nenne. Fig. 8. Taf. II zeigt diesen Apparat, wie ihn Hr. SAUERWALD nach meiner Angabe gebaut hat, im Grundriss und in halber natürlicher Grösse, Fig. 8 *a* einen Theil davon im seitlichen Aufriss und in $^2/_3$ der natürlichen Grösse.

Ein eichenes Grundbrett trägt zwei messingene Winkelstücke *O* und *U*, zwischen denen als Nebenschliessdraht eine $0 \cdot 2^{\mathrm{mm}}$ dicke Eisensaite *n s* ausgespannt ist.

Daran verschiebt sich das stählerne Quecksilberrohr *Q R*, dessen Deckel *R* abzuschrauben geht. Die Oeffnungen für den Nebenschliessdraht an beiden Enden des Rohres sind mit Kork gefüttert. Um das Rohr zu füllen, wird das Grundbrett aufgerichtet, so dass das Ende *Q* des Quecksilberrohres nach unten sieht. Es wird so viel Quecksilber eingefüllt, dass [133] es beim Aufschrauben des Deckels *R* aus den capillaren

---

[1] A. a. O. S. 262—272.

[2] A. a. O. S. 272. 273. Anm.

Oeffnungen spritzt. Da beim Gebrauch Quecksilber verloren geht, muss von Zeit zu Zeit welches nachgefüllt werden.

Das Quecksilberrohr gleitet auf einem Schlitten zweien stählernen Führungsdrähten $f\,d$, $f_{,}\,d_{,}$ entlang, die jederseits vom Nebenschliessdraht und ihm parallel zwischen den Winkelstücken ausgespannt sind. An der unteren Fläche des Schlittens ist isolirt ein doppelter Sperrhaken angebracht, dem von jedem der Winkelstücke aus ein ähnlicher federnder Haken begegnet. Letzterer greift, wie Fig. 8 *a* zeigt, in den entsprechenden Haken am Schlitten ein, bei der Stellung, wobei die Kuppe des Quecksilberrohres gerade das Winkelstück berührt, und verhindert alsdann den Schlitten, sich vom Winkelstück zu entfernen. An jedem Winkelstücke kann mittels eines Stechers σ, $\sigma_{,}$ der federnde Haken niedergedrückt, und dadurch der Schlitten freigegeben werden.

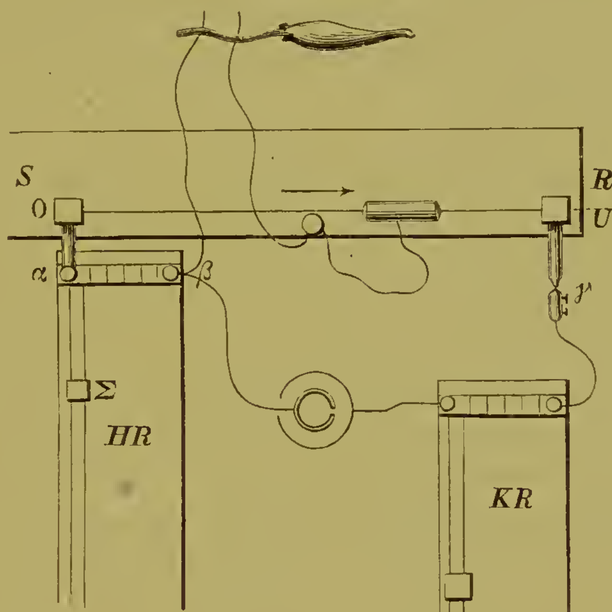
Die Bewegung des Schlittens zum Zweck der Stromschwankung erfolgt stets in der Richtung des Pfeiles von *O*, dem oberen, zu *U*, dem unteren Winkelstück, oder, wie wir jetzt sagen wollen, Anschlag. Sie kommt zu Stande durch die Zusammenziehung des vorher ausgedehnten Kautschukschlauches *KS*, der durch eine um zwei Rollen laufende Darmsaite am Schlitten zieht. Die Elasticität ist der Schwere als Triebkraft vorgezogen worden, weil es auf die absolute Beständigkeit, welche die Schwere auszeichnet, hier nicht so sehr ankam, während, um durch die Schwere eine solche Geschwindigkeit zu erzeugen, wie sie hier gebraucht wird, die Vorrichtung zu umfangreich hätte werden müssen. Auch die Führung der Darmsaite um die Rollen hat zum Zweck, den Umfang der Vorrichtung, der selbst beim Gebrauch der Federkraft zu gross zu werden drohte, zu vermindern.

Das Ende *S* des Schlauches kann mittels einer starken, in einem Schlitze des Grundbrettes verschiebbaren Schraube in passender Entfernung vom oberen Anschlage, der Bahn des Zuges entlang gemessen, festgestellt werden. Die Spannung des Schlauches wird bewirkt, indem man den Schlitten nach dem oberen Anschlag führt, wo er durch den entsprechenden Haken festgehalten wird. Drückt man auf den Stecher, so fliegt der Schlitten die Bahn des Nebenschliessdrahtes und der Führungsdrähte hinab, je nach der Spannung des Schlauches mit grösserer oder geringerer Ge- [134] schwindigkeit. Ueberschreitet diese eine gewisse Grenze, so wird der Schlitten vom Haken am unteren Anschlage eingefangen, so dass er dem Anschlage gleich fest anliegt. Jene Grenze wird beiläufig schon erreicht, wenn auch der Schlauch ziemlich früh aufhört dem Schlitten Geschwindigkeit mitzutheilen, so dass die übrige Bahn nur kraft der Trägheit durchlaufen wird. Die Verschiebung des Schlittens von Anschlag zu Anschlag beträgt 300^{mm}. Der Ring $r\,r_{,}$, in

welchem der Kautschukschlauch lose spielt, dient dazu, das Schleudern des freien Endes des Schlauches während seiner Zusammenziehung zu verhindern. Der Schlitten ist durch einen sehr dünnen besponnenen Kupferdraht, wie er zu thierisch-elektrischen Multiplicatoren dient, mit einer festen Klemmschraube auf dem Grundbrett leitend verbunden, worunter seine Beweglichkeit gar nicht leidet (vergl. oben S. 180. Anm.). Endlich an jedem der Anschläge ist zu einem gleich zu erwähnenden Zweck ein starker Kupferbolzen *b*, *b*, angelöthet.

Fig. 12 ist bestimmt, den Stromlauf in den Versuchen mit dem Schwankungsrheochord, und zwar zunächst in dem Falle zu versinnlichen, wo positive Schwankung stattfinden soll. *SR* ist schematisirt dies

Fig. 12.



Rheochord, *HR* dagegen ein gewöhnliches Rheochord, welches hier das Hülfsrheochord genannt wird, *KR* ein zweites solches Rheochord, das Kettenrheochord. Die Kette (einen Grove) und das Nervenmuskelpräparat erkennt man leicht. Letzteres ist in dem feuchten Raume des Pflüger'schen Myographions aufgestellt, wo ihm der Strom durch ein Paar meiner unpolarisirbaren Zuleitungsröhren mit Thonspitzen zugeführt wird. Im Nervenkreis hat man sich noch einen Stromwender eingeschaltet zu denken. Die eine Klemme des Hülfsrheochords *α* ist mit dem Bolzen *b*, am oberen Anschlag verbunden. Steht der Schieber *Σ* des Hülfsrheochords auf Null, und der Schlitten am oberen Anschlage, so verschwindet die Stromdichte im Nerven, da die Nebenleitung nur ver- [135] schwindende Widerstände, den oberen Anschlag in Berührung

mit dem Quecksilberrohr, den Kupferbolzen, die durch den Schieber und die Stöpsel verbundene Reihe der Messingklötze des Hülfsrheochords bis zu dessen zweiter Klemme β, enthält. Wird also jetzt der Schlitten in der Richtung des Pfeiles losgelassen, so erfolgt eine von Null anhebende positive Stromschwankung, nach welcher der Strom im Nervenkreise die Stärke behält, die durch den Widerstand des Nebenschliessdrahtes bedingt ist. Von dem Schliessen einer Kette, wodurch dieselbe Stromdichte im Nerven erzeugt würde, unterscheidet sich der Vorgang nur durch die grössere Langsamkeit, mit der jener Grenzwerth erreicht wird, und das abweichende, hier durch die Geschwindigkeit des Schlittens an den verschiedenen Punkten seiner Bahn bedingte Gesetz, wonach das Ansteigen des Stromes erfolgt. Es handelt sich also, damit unser Plan verwirklicht sei, noch darum, dass die Stromschwankung nicht von Null, sondern von einer beliebigen bereits im Nerven vorhandenen Stromdichte ausgehe. Dies geschieht einfach dadurch, dass der Widerstand des Hülfsrheochords entfaltet wird.

Um statt einer positiven eine negative Stromschwankung zu erhalten, ist nichts nöthig, als die beiden Verbindungen α und γ mit einander zu vertauschen. Der obere Anschlag wird durch das Kettenrheochord mit der Kette, der untere durch seinen Kupferbolzen b mit der Klemme α des Hülfsrheochords verbunden. Steht der Schieber des Hülfsrheochords auf Null, so hebt jetzt die Schwankung bei der Stromstärke an, die dem Widerstande des Nebenschliessdrahtes entspricht, und diese Stromstärke wird durch die Schwankung auf Null gebracht. Die negative Schwankung ist in diesem Falle der Oeffnung einer Kette zu vergleichen, die in dem Nerven die gleiche Stromdichte unterhielte, nur dass die Dichte langsamer und nach einem anderen Gesetze sinkt. Entfaltet man aber den Widerstand des Hülfsrheochords, so lässt die negative Schwankung eine immer grössere Stromdichte im Nerven bestehen, sie beträgt von der gesammten Stromdichte einen immer kleineren Bruchtheil.

Man kann also dergestalt eine Stromschwankung von verschiedener Geschwindigkeit zwischen denselben Grenzen, und indem man, was leicht zu machen ist, die Entfernung der Anschläge verändert, auch zwischen verschiedenen Grenzen hervorbringen. Aber es bietet sich uns hier zugleich die Gelegenheit zur Behandlung noch einer Aufgabe dar, die ich gleichfalls [136] damals gestellt, aber nicht zu lösen gewusst hatte, der nämlich zu bestimmen, welchen Einfluss auf die Grösse der durch eine gegebene Stromschwankung bewirkten Erregung die absolute Höhe der Ordinaten übt, zwischen denen die Schwankung stattfindet; oder mit anderen Worten, ob die Grösse der Erregung, welche durch eine Veränderung der Stromdichte bewirkt wird, auch noch Function dieser

Stromdichte selber ist, und wenn sie davon abhängt, ob sie mit wachsender Stromdichte steigt oder fällt. Ich begnügte mich zur Zeit damit, die Frage dergestalt in's Licht zu stellen, die verschiedenen sich darbietenden Möglichkeiten zu erwägen und die Unzulänglichkeit der bereits vorhandenen, darauf bezüglichen Versuche darzuthun.[1]

Diese Frage ist seitdem von Hrn. Eckhard und von Hrn. Pflüger bearbeitet worden. Hr. Eckhard hat den guten Gedanken gehabt, die congruente Stromschwankung bei verschiedener bereits im Nerven herrschender Stromdichte dadurch zu erzeugen, dass er die Nebenrolle einer Inductionsvorrichtung in den Kreis aufnahm.[2] Da ich aber damals noch nicht die Aufmerksamkeit der Elektrophysiologen auf das Rheochord gelenkt hatte, so fehlte ihm ein einfaches Mittel, die beständige Stromdichte im Nerven abzustufen, ohne den Widerstand des Kreises merklich zu verändern. Er half sich, indem er die Hälfte der Säulenglieder in umgekehrter Richtung in den Kreis brachte, und gelangte so zu dem an und für sich wichtigen Ergebniss, dass bei grösserer absoluter Höhe der Ordinaten die nämliche Stromschwankung weniger stark erregt.

Hr. Pflüger, der mit dem Rheochord ausgerüstet den Gegenstand aufnahm, änderte Hrn. Eckhard's Versuchsweise, dem er bei dieser Gelegenheit,[3] wie mir scheint, nicht volle Gerechtigkeit widerfahren lässt, dahin ab, dass er die Nebenrolle der Inductionsvorrichtung in den Nervenkreis des Rheochords brachte. Es gelang ihm nachzuweisen, dass die Erregung durch eine sich gleichbleibende Stromschwankung in Bezug auf die absolute Stromdichte ein Maximum hat. Wählt man eine solche Stromschwankung, dass sie bei der Stromdichte Null im Nerven keine Zuckung bewirkt, so erhält man Zuckung durch dieselbe Stromschwankung, wenn [137] die Stromdichte eine gewisse Grösse erreicht; bei grösserer Stromdichte verschwindet wieder die Zuckung.

Dies Ergebniss erklärt Hr. Pflüger daraus, dass der Indifferenzpunkt, der nach seiner grossen Entdeckung die intrapolare Strecke in eine Strecke erhöhter und eine solche herabgesetzter Erregbarkeit scheidet, mit wachsender Stromdichte von der Anode zur Kathode wandert, so dass fast die ganze intrapolare Strecke sich bei geringer Stromdichte im Zustand erhöhter, bei grosser in dem herabgesetzter Erregbarkeit befindet. Die totale Erregbarkeit der intrapolaren Strecke, d. h. nach Hrn. Pflüger der Integralwerth der Erregbarkeiten sämmtlicher Längendifferentiale jener

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 293 ff.

[2] Beiträge zur Anatomie und Physiologie. Giessen 1858. 4. S. 28.

[3] Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 24. 394.

Strecke, hat somit ein Maximum in Bezug auf die Stromdichte, welchem ein Maximum der Erregung entspricht.[1]

Unstreitig reicht diese Erklärung aus; man kann jedoch bezweifeln, dass damit die Erscheinung erschöpfend zergliedert sei. Die Erregung, für die uns die Zuckung ein ungefähres Maass abgiebt, ist um so grösser, je grösser die Erregbarkeit und je grösser der Reiz. Ich hatte mir, als ich die obige Frage stellte, ersteren Factor beständig gedacht. Wir wissen jetzt durch Hrn. Pflüger, dass er in der beschriebenen Art Function der Stromdichte ist. Er erweist sich als solcher auch bei Anwendung von Reizen, die, wie der der Kochsalzlösung, unabhängig von der Stromdichte sind. Es liegt also noch immer die Möglichkeit vor, dass, wenn man mit einer congruenten Stromschwankung bei verschiedener Stromdichte reizt, sich, ausser der Erregbarkeit, auch noch der Reiz, oder die Anregung zur Bewegung, die in dem Uebergang von der einen Stromdichte zur anderen in gegebener Zeit liegt, nach irgend einem Gesetze ändere. Der Erfolg könnte dabei der beobachtete sein, wenn nur die Veränderung des Reizes nicht im umgekehrten Sinne von der der Erregbarkeit stattfände und überdies gewisse Grenzen überschritte. Hrn. Pflüger's unschätzbare Versuche scheinen freilich experimentell die von mir gestellte Frage zu erledigen. Weit entfernt indess sie beantwortet zu haben, zeigen diese Versuche meiner Meinung nach vielmehr, dass die Frage so nicht zu beantworten sei, weil der andere Factor der Erregung, die Erregbarkeit, bei wachsender Stromdichte nicht beständig bleibe. Um jetzt auch noch die Abhängigkeit des Reizes von der [138] Stromdichte auszumitteln, müsste man untersuchen, ob z. B. die Erhöhung der Erregbarkeit, die man bei einer gewissen Stromdichte beobachtet, für den elektrischen Reiz ebenso gross ausfalle, wie für Reize, die der Natur der Dinge nach von der Stromdichte unabhängig sind, also für den mechanischen oder chemischen Reiz. Gelänge es nachzuweisen, dass für eine positive Schwankung, während welcher die totale Erregbarkeit noch gesteigert würde, eine geringere scheinbare Erhöhung der Erregbarkeit stattfände, als für den mechanischen oder chemischen Reiz, so wäre der Schluss gerechtfertigt, dass durch die congruente Stromschwankung zwischen höheren Ordinaten eine geringere Anregung zur Bewegung gesetzt sei, als durch die zwischen niederen. Ich begnüge mich damit, den allgemeinen Plan der hier noch offenen Untersuchung anzudeuten, deren Ausführbarkeit ich übrigens dahingestellt sein lasse.

Am wenigsten machen die folgenden Versuche mit dem Schwankungsrheochord Anspruch darauf, diese Angelegenheit zu fördern. Es hat

[1] A. a. O. S. 397.

zwar, wie bemerkt, keine Schwierigkeit, ihnen eine Gestalt zu geben, wobei sie so gut, ja in gewisser Beziehung besser als die PFLÜGER'schen Versuche, zur Beantwortung der Frage nach dem Einfluss der Stromdichte auf die Erregung durch congruente Stromschwankungen geeignet scheinen. Dazu ist nur nöthig, dass die Schwankung bei verschiedener Höhe der Ordinaten, zwischen welchen sie stattfindet, dieselbe absolute Grösse behalte; was dann zutrifft, wenn der Widerstand der Nebenleitung, d. h. des Nebenschliessdrahtes und des Hülfsrheochords, verschwindet gegen den der beiden anderen Leitungen: des Nervenkreises, was von selber der Fall sein wird, und des Kettenkreises, was mit Hülfe des Kettenrheochords, nöthigenfalls noch anderer Widerstände, auch stets leicht zu bewirken sein wird. Der Vorzug unserer Versuchsweise vor der durch Hrn. PFLÜGER vervollkommneten ECKHARD'schen könnte aber darin erblickt werden, dass, während es sich dort stets um eine positive und eine negative Schwankung zugleich handelt, wir im Stande sind, nach Belieben nur eine positive, oder nur eine negative Schwankung zu erzeugen, von denen erstere die Stromdichte erhöht, letztere sie erniedrigt zurücklässt; was ein Hülfsmittel mehr zur Zergliederung der Erscheinungen abgiebt.

Inzwischen hat das Schwankungsrheochord die Hoffnungen, die ich darauf setzte, bisher nicht erfüllt. Die Versuche daran sind von eigen-
[139] thümlichen Schwierigkeiten umgeben, die zu überwinden mir erst zum Theil gelungen ist.

Es zeigt sich nämlich der unerwartete Umstand, dass sehr leicht Zuckungen entstehen, wenn bei geschlossener Kette der Schlitten irgendwo am Nebenschliessdraht steht und plötzlich mit den Führungsdrähten in schwingende Erschütterung versetzt wird. Durch diese Erschütterungszuckungen, wie wir sie nennen wollen, verlieren solche Zuckungen, die man etwa bei schneller Verschiebung des Schlittens zu sehen bekäme, vorläufig jede Bedeutung, und unsere Sorge muss vor Allem dahin gehen, den Erschütterungszuckungen ein Ende zu machen.

Offenbar können diese in nichts ihren Grund haben, als in einer raschen Veränderung des Widerstandes zwischen dem Quecksilber einerseits, andererseits dem Nebenschliessdraht und der Wand des Quecksilberrohres; obschon dies dabei von Quecksilber strotzen kann, und obschon man glauben sollte, jener Widerstand, mithin auch dessen Schwankungen, müssten vor dem des Nervenkreises verschwinden. Auch weiss ich nicht mit Bestimmtheit zu sagen, wie diese Schwankungen zu Stande kommen. Ich kann nur daran erinnern, dass Hr. SIEMENS zwischen eisernen Cylindern, die er in Quecksilber tauchte, und letzterem, einen sehr grossen Widerstand gefunden hat, der wahrscheinlich auf einer an der Ober-

fläche der festen Metalle condensirten Gasschicht beruhte, da er besonders stark war, wenn die Cylinder nach der Reinigung noch einige Zeit an der Luft gelegen hatten;[1] und ich stelle mir vor, dass in unserem Falle eine ähnliche, Eisen und Quecksilber von einander trennende Gasschicht im Augenblick der Erschütterung sehr schnell durchbrochen wird und wieder zusammenfliesst.

Wie dem auch sei, ein sicheres Mittel, die Erschütterungszuckungen zu beseitigen, wäre gewesen, den Widerstand des Nervenkreises so lange zu erhöhen, bis der Widerstand, auf dessen Schwankung sie beruhen, wirklich dagegen verschwände. Leider musste alsdann, bei der Kürze des Nebenschliessdrahtes, um noch hinlängliche Stromdichte im Nerven zu erhalten, in jenem Draht eine solche Stromstärke hergestellt werden, dass er fast erglühte. Es schien mir beiläufig, als ob die Erwärmung des Drahtes an und [140] für sich eine Verminderung der Erschütterungszuckungen zur Folge hatte. Die Berührungsfläche von Draht und Quecksilber schien danach der vorzüglichste Sitz des störenden Vorganges zu sein. Ich versuchte deshalb, den Draht vor den Versuchen mit feinem Schmirgelpapier zu poliren, und in der That fand sich, dass danach die Erschütterungszuckungen fast ganz verschwanden. Auch stellten sie sich stets erst oberhalb einer gewissen Stärke des Kettenstromes ein, so dass Entfaltung des Kettenrheochords gleichfalls ein Mittel abgab sich ihrer zu entledigen. Bei alledem sind sie es vorzüglich gewesen, die mich verhindert haben, die Versuche am Schwankungsrheochord ihrem Ziel zuzuführen. Sie mochten nämlich in einer bestimmten Versuchsreihe noch so sicher beseitigt scheinen, so tauchten sie aus unbekanntem Grunde plötzlich wieder auf, verhinderten die Fortsetzung der Versuche, und verdächtigten das schon Beobachtete.

Ich habe es deshalb nicht weiter gebracht als bis zu folgenden Ergebnissen. Sowohl bei auf- als bei absteigendem Strom erhält man Zuckung sowohl durch positive als durch negative Schwankung bei geeigneter Stromstärke und Geschwindigkeit des Schlittens. Diese letztere muss sehr bedeutend sein. Bei allmählich gesteigerter Spannung des Schlauches tritt die Zuckung plötzlich ein, und es hält sehr schwer, eine Abstufung ihrer Stärke durch Veränderung der Geschwindigkeit herbeizuführen. Am sichersten erfolgt die Zuckung durch positive Schwankung, wenn man diese von Null ausgehen lässt, durch negative Schwankung,

---

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1860. Bd. CX. S. 11. Anm. — [Die Hoffnung ist demnach gering, dass vielleicht mit Platindraht die Erschütterungszuckungen geringer ausfallen oder ausbleiben würden. Doch hätte der Versuch nicht versäumt werden müssen.]

wenn der Strom dadurch auf Null zurückgeführt wird. Sehr selten ist es mir geglückt, eine Verstärkung der Zuckung dadurch zu bewirken, dass ich den Schieber des Hülfsrheochords um wenige Centimeter von seinem Anschlag entfernte. Dagegen gelingt es ausnahmslos, durch weitere Entfaltung des Hülfsrheochords die Zuckung zu schwächen oder zum Verschwinden zu bringen; ein Ergebniss, zu dem ich in der That auch schon im Jahre 1857, vor dem Erscheinen von Hrn. ECKHARD's Versuchen, selbständig gelangt war.

Ein Grund für mich, diese Versuche aufzugeben, ist endlich daraus erwachsen, dass ein jüngerer Forscher, Hr. JUL. BERNSTEIN, in meinem Laboratorium begonnen hat, sich der Lösung der Aufgabe zu widmen, an die oben erinnert wurde, eine lineare Stromschwankung herzustellen.[1]

[141] Hr. ROSENTHAL hat mich darauf aufmerksam gemacht, dass das von Hrn. HELMHOLTZ entwickelte Gesetz, wonach der galvanische Strom in einem Kreise ansteigt, der eine Inductionsrolle enthält,[2] ebenfalls benutzt werden könnte, um den Einfluss zu ermitteln, den die verschiedene Steilheit der Ansteigungscurve auf die Erregung übt.

§. XV. Vom Zuckungstelegraphen.

Wer über allgemeine Physik der Nerven und Muskeln vor einer grösseren Versammlung vorgetragen hat, weiss, dass es nicht minder schwer hält, Zuckungen eines Gastroknemius auf einige Entfernung hin sichtbar zu machen, als Ausschläge der Multiplicatornadel. Vom Unterscheiden starker und schwacher Zuckungen seitens der Zuhörer ist vollends keine Rede. Aus dem Drange, diesem Mangel abzuhelfen, entstand während der Vorträge, die ich im Frühjahr 1855 in der *Royal Institution* hielt, die nachstehend beschriebene, Taf. I. Fig. 9 im seitlichen Aufriss und in halber natürlicher Grösse dargestellte, sehr einfache aber nützliche Vorrichtung, die ich den Zuckungstelegraphen nenne und seitdem in dem betreffenden Theil meiner Vorlesungen fortwährend mit grossem Vortheil angewendet habe. Diese Vorrichtung ist somit ursprünglich mehr für den Hörsaal, als für das Laboratorium bestimmt, obschon sie auch hier vortreffliche Dienste leistet.

Das Präparat, worauf die Vorrichtung berechnet ist, ist das in neuerer Zeit so vielfach benutzte, welches aus dem im Hüftgelenk abgelösten Oberschenkelbein und dem M. gastrocnemius, je nachdem mittel-

[1] Eine vorläufige Anzeige seiner Untersuchung ist seitdem erschienen im Archiv für Anatomie u. s. w. 1862. S. 531. (Nachtr. Anm. [1862].)

[2] POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1851. Bd. LXXXIII. S. 510. 511.

bar oder unmittelbar gereizt werden soll, mit oder ohne Ischiadnerv, besteht.[1]

[142] Das Oberschenkelbein dieses Präparates wird von einer Messingzange gefasst, die an einer senkrechten Säule verstellbar ist. Die Zange ist um die Verlängerung des sie tragenden wagerechten Armes als Axe drehbar, damit, nachdem der Knochen aufs Gerathewohl eingespannt worden, die Insertion des N. tibialis bequem der Seite zugekehrt werden könne, wo man, aus sonst welchen Gründen, die stromzuführende Vorrichtung angebracht hat. Um die Zange in dieser Lage festzustellen, dient die Schraube *s*.

Der die Zange tragenden Säule gegenüber steht die andere Hälfte der Vorrichtung, Fahne genannt, auf einem Schlitten $\sigma\ \sigma_{,}$, der zwischen zwei Leisten läuft, von denen die Figur zwischen $l\ l_{,}$ die eine zeigt; die Schraube $s_{,}$ stellt den Schlitten fest.

An der Säule auf dem Schlitten schiebt sich ein Axenlager auf und ab, in dessen Kernlöchern eine Rolle mit stählernen Spitzen spielt. Die Rolle hat, nach Art des Wirtels einer Drehbank, zwei Hohlkehlen, die eine von $7 \cdot 5^{\text{mm}}$, die andere von 15^{mm} Halbmesser, die erstere bestimmt für unser gegenwärtiges Präparat, die letztere für einen anderen, unten zu bezeichnenden Fall. In der gerade benutzten Hohlkehle ist ein Faden um die Rolle geschlungen. Damit er nicht gleite, wird er an ein Messinghäkchen geknüpft, das sich dazu in jeder Hohlkehle befindet. An das eine Ende des Fadens ist ein Haken geknüpft, der durch den Schlitz in der Achillessehne gesteckt wird, und auf den wir sogleich noch zurückkommen werden. Das andere Ende trägt einen aus Messingblech gepressten Eimer mit Schrot. An der Rolle ist ein Zeiger befestigt, der eine runde, an der Rückseite roth oder blau angestrichene Glimmerscheibe von 43^{mm} Durchmesser trägt. Dies ist die Fahne. Sie spielt vor einem gleich breiten Quadranten von weiss lackirtem Blech, so dass man nicht allein ihre Bewegungen gegen den hellen Grund leichter sehen, sondern

---

[1] Folgendermaassen gewinnt man dies Präparat am schnellsten. Zuerst legt man den Nerven von der Knickehle aus frei (vergl. Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 255) und schlägt ihn über den Gastroknemius zurück. Dann ergreift man den Oberschenkel und durchschneidet mit der Scheere die Oberschenkelmuskeln dicht über dem Kniegelenk quer bis auf den Knochen, fasst nun das Präparat an der Fusswurzel, schabt mit dem Messer das Femur nach aufwärts rein, und löst es aus der Pfanne. Jetzt erst trennt man die Achillessehne unterhalb des Sesamknorpels, schlägt den Gastroknemius, mit dem darauf feucht gebetteten Ischiadnerven, nach oben zurück, und schneidet die Tibia dicht unter dem Kniegelenk ab. Zuletzt legt man die Achillessehne mit ihrer vorderen Fläche auf die Tischplatte [besser eine Korkplatte] und bringt mit einem spitzen Scalpell darin einen Längsschlitz an.

auch ihre Stellung in der Ruhe erkennen kann. Die Bewegungen der Fahne sind durch zwei Anschläge α, $\alpha_{,}$ beschränkt. Unter dem Zuge des Schroteimers liegt sie gegen den Anschlag α, wie es die Figur zeigt, wagerecht, unter dem Zuge des Muskels kann sie sich bis zur Senkrechten erheben und trifft alsdann den Anschlag $\alpha_{,}$. Sobald man dem Faden, durch passende Entfernung der Fahne von der Zange, solche Spannung giebt, dass die Fahne den Anschlag α, oder die wagerechte Lage, eben verlässt, wird jeder Zuckung des Muskels eine Hebung der Fahne entsprechen, die Zuckung weithin sichtbar machen, auch nach ihrer [143] Grösse und Heftigkeit deren Stärke einigermaassen zu beurtheilen erlauben. Beim Tetanus stellt sich die Fahne unbeweglich senkrecht in die Höhe, bei dessen allmählichem Nachlassen sieht man sie ebenso allmählich herabsinken u. s. w.

Mit Vogeldunst gefüllt wiegt der Eimer 75 grm. Natürlich steht nichts seiner Vergrösserung entgegen. Indem man ihn nur zum Theil anfüllt, oder ihn ganz fortlässt und auch das Moment der Fahne noch durch das Laufgewicht λ aufhebt, kann man die zur Hebung der Fahne nöthige Leistung des Muskels beliebig verkleinern. Doch ist zu bemerken, dass dies eine durch die wagerechte Stellung des Muskels gebotene Grenze hat, nämlich da, wo das statische Moment der Fahne nicht mehr ausreicht, um Faden und Muskel wagerecht ausgespannt zu erhalten. In dieser Rücksicht wäre es vielleicht vortheilhafter den Muskel senkrecht und die Fahne unter ihm an einem und demselben Stativ aufzustellen. Zu manchen Versuchen ist es auch zweckmässig, Zange und Fahne auf getrennten Gestellen, ähnlich dem allgemeinen Träger,[1] zu haben.

Soll der Muskel unmittelbar gereizt werden, so wird der eine Draht in die Klemme $s_{,,}$ an der Zange befestigt, und so der Strom durch die Zange selber dem Oberschenkelbein mitgetheilt. Um den anderen Draht mit der Achillessehne zu verbinden, dient der in der Figur in natürlicher Grösse, also im doppelten Maassstabe des Uebrigen, vorgestellte Haken. Es ist daran eine Platte und ein Gewinde angebracht, worauf eine Mutter sich wider die Platte schraubt. Zwischen Platte und Mutter wird ein feiner Multiplicatordraht (vergl. oben S. 174. Anm.) eingeklemmt. Dieser führt zunächst zur Schraubenklemme $s_{,,,,}$, von der aus erst der Strom durch gewöhnlichen Draht fortgeleitet wird.

Mit dem Zuckungstelegraphen werden in meinen Vorlesungen alle elektrischen Reizversuche angestellt, und von den nicht elektrischen die mit mittelbarer Reizung. Ganz vorzüglich lässt sich z. B. daran der mechanische Tetanus nach Heidenhain darstellen (s. oben S. 169). Für

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 448. Taf. III. Fig. 19.

die unmittelbare chemische oder kaustische Reizung bedarf es stärker vergrössernder Mittel, und einer Anordnung, wobei der Querschnitt zugänglich bleibt. Hier tritt an die Stelle des Zuckungstelegraphen die in der folgenden Num- [144] mer beschriebene Vorrichtung. Diese dient auch für die Zuckung durch Zerschneiden des Muskels. Um die Reizung durch sonstige mechanische Misshandlung zu zeigen, bleibt nichts Anderes übrig, als frisch zugerichtete Froschmuskeln mit Secirnadel und Pincette unter den Zuhörern umhergehen zu lassen.

Es kann nicht meine Absicht sein, hier auf die Art näher einzugehen, wie verschiedene Wahrheiten der Elektrophysiologie mittels des Zuckungstelegraphen zur Anschauung zu bringen sind. Es genüge die Bemerkung, dass man dazu häufig zweier solcher Vorrichtungen bedarf, von deren Fahnen, welche alsdann vortheilhaft zweierlei Farbe haben, die eine nach rechts, die andere nach links in die Höhe geht. So erweist man z. B. die grössere Erregbarkeit des Nerven im Vergleich zum Muskel bei gleicher Stromdichte nach Hrn. Rosenthal's Angabe,[1] indem man den unmittelbar zu reizenden Muskel, dem der Strom des Schlitten-Magnetelektromotors mittels des eben beschriebenen Hakens zugeführt wird, etwa an einer rothen, den mittelbar zu reizenden, dessen Nerv dem ersten Muskel entlang gelegt ist, an einer blauen Fahne arbeiten lässt. Nähert man allmählich die Nebenrolle der Hauptrolle, so steht zuerst die blaue, und erst bei merklich kleinerem Abstand die rothe Fahne auf; beim Entfernen der Rolle sinkt diese in die wagerechte Lage zurück, während jene noch aufgerichtet bleibt.

Die Hohlkehle von grossem Halbmesser am Wirtel der Fahne dient, um die Abhängigkeit des Hubes und der Kraft der Muskeln von ihrer Länge und Dicke zu veranschaulichen. Man lässt an dem darin befestigten Faden, bei unmittelbarer Erregung bis zum Maximum, abwechselnd einen langen und dünnen Muskel, den Sartorius oder den Rectus internus, und einen kurzen und dicken, den Gastroknemius, arbeiten. Es zeigt sich unter passenden Umständen, dass jene Muskeln den leeren, oder nur wenige Schrotkörner enthaltenden Eimer so hoch heben, dass die Fahne dabei senkrecht zu stehen kommt; während der Gastroknemius zwar leicht den vollen Eimer, sogar mit einer bedeutenden weiteren Belastung, aber auf eine so kleine Höhe hebt, dass die Fahne nur eben zuckt.[2]

---

1 Moleschott's Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere. 1857. Bd. III. S. 185.

2 [Hr. Sigmund Exner hat neuerlich diesen Versuch in etwas anderer Anordnung gleichfalls als 'Schulversuch aus der Muskelphysiologie' beschrieben. Wiener Sitzungsberichte, 23. Juli 1874. Bd. LXX. 3. Abth. S. 155.]

[145] §. XVI. Von einer Vorrichtung zu Versuchen über chemische Reizung der Muskeln.

Die in Fig. 10. Taf. III. abgebildete Vorrichtung hat zum Zweck, die Versuche über unmittelbare chemische Reizung der Muskeln, in der Gestalt, welche Hr. W. Kühne ihnen ertheilt hat,[1] einer grösseren Versammlung vorzuführen, und mag hier auch Erwähnung finden, obschon sie nicht der Elektrophysiologie angehört. Sie besteht aus drei Theilen, welche an einem messingenen Ständer senkrecht übereinander angebracht sind. Zu oberst bemerkt man, in einer Hülse am freien Ende eines wagerechten Messingarmes senkrecht verschiebbar, eine Stahlstange, welche unten in eine mit einem Klemmringe versehene Pincette ausläuft. Mittels der Pincette wird der Sartorius an seinem unteren Ende ergriffen und, sein oberes Ende nach unten, in passender Höhe aufgehängt. Die Flüssigkeit, deren Wirkung auf den am letzteren Ende angebrachten Querschnitt geprüft werden soll, wird in einem Porzellanschälchen auf die Glasplatte *gp* gesetzt, die dem Muskel von unten her schnell mittels der Hülse am Ständer, langsam mittels einer Mikrometerschraube genähert werden kann. Um die Zuckung sichtbar zu machen, dient ein von Hrn. Rosenthal ersonnener Kunstgriff. Quer durch den Muskel, in geringer Entfernung vom Querschnitt, wird ein 20—30 ^{cm} langer, von einem Ende zum anderen verjüngter Glasfaden gestossen, der bestimmt ist, fühlhebelartig die Zuckung zu vergrössern. Ein dicht neben dem Muskel am Ständer befestigter gläserner Haken giebt den Drehpunkt des Hebels ab, indem der Glasfaden mittels eines Ringes, zu dem sein dickeres Ende gebogen ist, daran eingelenkt wird, eine Verbindungsart, wobei die Reibung sehr klein ausfällt. Die Bögen, die das entferntere, dünnere Ende des Glasfadens beschreibt, werden durch ein darüber gehängtes, der Leichtigkeit halber durchbrochenes Papierfähnchen sichtbar gemacht.

Wie bemerkt (s. vorige Seite), kann man sich dieser Vorrichtung auch für die kaustische Reizung bedienen; und beim Herstellen eines neuen Querschnittes erfolgt jedesmal eine ausgiebige Bewegung des Fähnchens.

[146] §. XVII. Von der feuchten Reizungsröhre.

In allen Fällen, wo der Gastroknemius mittelbar gereizt werden und das Präparat lange leistungsfähig bleiben soll, ohne dass man zugleich wünscht, mit dem Orte der Erregung am Nerven zu wechseln, und ohne

[1] Archiv für Anatomie u. s. w. 1859. S. 215.

dass es auf die Polarisation ankommt, empfiehlt sich die in Fig. 11. Taf. II perspectivisch[1] dargestellte Vorrichtung, die ich die feuchte Reizungsröhre nenne. Damit das Präparat möglichst lange leistungsfähig bleibe, ist das Wesentliche, wenn nicht schädliche Einflüsse besonderer Art obwalten, bekanntlich nur, dass der Nerv vor dem Vertrocknen geschützt sei. Der Muskel leidet wegen seiner im Vergleich zur Masse so sehr viel kleineren Oberfläche bei weitem weniger unter der Verdunstung, als der Nerv. Die Schwierigkeit, die es oft hat, eine Anordnung zu treffen, wobei der Nerv vor der Trockniss geschützt sei, beruht in vielen Fällen darauf, dass man auch den Muskel in den feuchten Raum aufnehmen will. Bei der feuchten Reizungsröhre ist dies aufgegeben, und nur der Nerv wird vor der Trockniss geborgen.

Die Röhre ist etwa 60 ^{mm} lang, im Lichten 6 ^{mm} weit, an dem vorderen Ende aber in eine kurze Spitze von nur 1·5 ^{mm} Lichtung ausgezogen. Etwa in der Mitte ihrer Länge, doch der capillaren Spitze näher, hat sie eine mit einem Korke dauernd geschlossene Tubulatur. Hier sind innerhalb der Röhre, ihrer Wand anliegend, zwei ringförmige Platinelektroden von 5 ^{mm} Breite angebracht. Durch Drähte, die neben dem Kork zur Tubulatur hinausgehen, stehen sie in Verbindung mit Klemmen an der isolirenden Fassung der Röhre. Diese Fassung besteht aus einem abgestumpften Holzkegel, gegen dessen grössere Grundfläche die Röhre durch Drähte geschnürt ist. Die Drähte sind, um die Zeichnung nicht zu verwirren, darin fortgelassen. Die Fassung wird von einem wagerechten Arme mittels eines Kugelscharniers getragen, wenn die Reizungsröhre am Muskeltelegraphen gebraucht wird, an derselben Säule, wie die Zange. Von den Klemmen an der Fassung gehen die Drähte nicht sogleich weiter zu anderen Vorrichtungen, sondern um Zerrung zu vermeiden sind sie in gewohnter Art (vgl. S. 165) erst noch um einen Elfenbeinknopf an der Hülse des Armes gewickelt. Um die Rei- [147] zungsröhre zum Gebrauch fertig zu machen, wird jetzt noch mittels einer Stopfnadel, die an Länge die Röhre übertrifft, ein langer Seidenfaden hindurch gezogen.

Nun wird die Röhre neben dem Gastroknemius so aufgestellt, dass deren vordere engere Mündung in Einer Höhe mit der Eintrittsstelle des Nerven liegt, und dass, wenn der sie tragende Arm um die Säule gedreht wird, jene Mündung auf diese Stelle trifft, während zugleich die Axe des Rohres mit der des Muskels einen nahezu rechten Winkel macht. Das Ende des Fadens, das zur engen Mündung heraushängt, wird an

[1] Der senkrechte Durchmesser der Grundfläche des Holzkegels hat natürliche Grösse.

das centrale Ende des Nerven geknüpft. Mittels des zur hinteren Mündung heraushängenden Endes des Fadens wird der Nerv in die Röhre gezogen. Er kommt darin, gleich dem Faden, nothwendig innerhalb der Platinringe zu liegen, wie die Figur zeigt, und berührt, falls er nicht gespannt wird, deren innere Fläche. In dem Maasse, wie man den Nerven in die Röhre zieht, dreht man sie dem Muskel zu, so dass, wenn der ganze Nerv in der Röhre steckt, die seine Insertion umschliessende engere Mündung an den Muskel stösst und sich in das Bindegewebe der Kniekehle eindrückt. Dadurch ist hier ein ausreichender Verschluss gegeben, und wird die hintere weitere Mündung der Röhre mit einem Kork verschlossen, so ist der Nerv vor Trockniss gesichert, da er ohne merklichen Verlust an Feuchtigkeit den nur etwa $1 \cdot 5^{ccm}$ betragenden Raum der Röhre bei der gewöhnlichen Temperatur mit Wasserdampf sättigen kann. Demgemäss erhält er sich in der Röhre stundenlang leistungsfähig. Soll der Versuch abgebrochen werden, so zieht man den Kork von der hinteren Mündung, dreht die Röhre von dem Muskel so weit fort, dass ein hinreichend langes Stück des Fadens heraushängt, um es bequem wieder einem Nerven anzubinden, setzt den Kork wieder auf und schneidet den Faden ab. So ist die Vorrichtung gleich zu neuem Gebrauche fertig.

Die Vertrocknung, der der Muskel ausgesetzt bleibt, übt, wie es scheint, sobald keinen schädlichen Einfluss aus. Erst nach einer Stunde beginnt die Achillessehne, als der dünnste davon betroffene Theil, durchscheinend braun zu werden und, wie man an der in §. XIX beschriebenen Vorrichtung beobachtet, sich zu verkürzen.

Hr. Rosenthal hat der Reizungsröhre eine Gestalt gegeben, die zwar etwas weniger handlich, den Vortheil gewährt, dass man mit der erregten [148] Strecke wechseln, auch mehrere Strecken gleichzeitig erregen kann. Sie besteht aus einem gestreckt parallelepipedischen Guttapercha-Kästchen, auf dessen Boden mehrere Elektrodenpaare angebracht sind, und dessen eine kurze Seitenwand dem Muskel zugekehrt wird. Durch einen Schlitz in dieser Wand wird der Nerv eingeführt, und innerhalb des zugedeckten Kästchens leicht vor Trockniss geschützt.[1]

§. XVIII. Vom Froschwecker, zum Gebrauch bei Versuchen an elektromotorischen Fischen.

Aus der Verbindung des Zuckungstelegraphen mit der feuchten Reizungsröhre entsteht der Froschwecker, dessen ich mich bei den

[1] [S. unten Abh. XI. §. II. Anm.]

Versuchen am Zitterwels bediene.[1] Doch tritt dabei an Stelle eines optischen Signals ein akustisches, indem der Gastroknemius, anstatt einer Fahne, einen Hammer hebt, der an eine Glocke schlägt (s. Fig. 13, S. 218). Die Klemmen der Reizungsröhre sind mit zwei Zinnplatten verbunden, die an einander gegenüber liegenden Punkten des Umfanges der Versuchswanne[2] versenkt werden. Von jedem Schlage, den der Fisch ertheilt, welches auch seine Stellung in der Wanne sei, geht bei dieser Anordnung erfahrungsmässig ein hinlänglicher Stromzweig durch den Nerven, um eine Maximalzuckung, oder nahezu eine solche, auszulösen. Man wird so bei jedem Versuch benachrichtigt, ob der Fisch wirklich geschlagen habe, worüber man keine Gewissheit hat, wenn im Versuchskreise eine erwartete Wirkung ausbleibt, da man nicht weiss, ob man nicht dem Schlag etwas Unmögliches zugemuthet hat. Durch den Froschwecker erfährt man auch, dass der Fisch nicht selten ohne äussere Veranlassung schlägt, meist wenn er über seine Lage in der geringen Wassermasse der Versuchswanne unwillig, sich in heftigen Anstrengungen gegen deren Wand erschöpft.

Wenn der Fisch unermüdet oder heftig gereizt ist, trifft der Hammer häufig zweimal und öfter die Glocke. Daraus ist zu schliessen, dass der Fisch mehr als einmal geschlagen hat. Wie oft er aber in der That schlug, lässt sich nicht mit Sicherheit bestimmen. Das Ertönen der Glocke zeigt nur an, dass die Zusammenziehung rasch eine gewisse Grösse über- [149] schreitet und wieder darunter sinkt. Die Gestalt der Dichtigkeitscurve eines Stromes aber, der mehrere solcher Maxima von bestimmter Lage in der Zeit entsprechen, kann nach bekannten Grundsätzen eine sehr verschiedene, mit einer grösseren oder geringeren Zahl von Maxima versehene sein. Bei den Versuchen, die ich am Zitterwels mit der im folgenden Paragraphen beschriebenen Vorrichtung anstellte, hat sich freilich ergeben, dass die Zeitverhältnisse, die bei dem Schlag in's Spiel kommen, von einerlei Ordnung mit denen sind, welche den Verlauf der Zuckung beherrschen. Danach wird es wahrscheinlich, dass mehreren schnell auf einander folgenden Maximalzuckungen ebensoviele Schläge entsprochen haben. Inzwischen geschieht es, dass man bei subjectiver Prüfung mehr Maxima des Schlages verspürt, als man Glockenschläge am Froschwecker hört, auf dessen Treue in dieser Beziehung also kein Verlass ist.

---

[1] Monatsberichte u. s. w. 1858. S. 95. — Vergl. die Abhandlung über den Zitterwels im zweiten Bande dieser Sammlung.

[2] Eine flach cylindrische Wanne aus Gesundheitsgeschirr von 11″ Durchmesser und 5″ Tiefe, die so viel Wasser enthält, dass der Rücken des Fisches eben bloss liegt.

Manchmal kommt es vor, dass der Hammer zwar die Glocke trifft, aber nicht sobald wieder herabsinkt, sondern secundenlang daran klebt, wobei natürlich der Ton gedämpft ausfällt. Alsdann ist sichtlich der Nerv tetanisirt. Von den Umständen des Versuches wird es abhängen, ob man Grund hat, diesen Erfolg der Art zuzuschreiben, wie sich der Fisch entlud, oder darin eine abnorme Reactionsweise des Präparates auf einen einzelnen Schlag zu sehen, dem unter anderen Verhältnissen eine einfache Zuckung entsprochen hätte.

§. XIX. Vom Froschunterbrecher, zum Gebrauch bei denselben Versuchen.

Die erste Schwierigkeit, auf die man bei Untersuchung des Schlages der elektromotorischen Fische stösst, nachdem man gelernt hat, ihn in annähernd gleicher Art in den Versuchskreis abzuleiten, besteht darin, dass der Fisch, wie soeben gesagt wurde, auf jede Reizung mit einer unbestimmten Anzahl von Schlägen antwortet, wodurch die Wirkungen, die er jedesmal hervorbringt, unvergleichbar werden. Ich will beispielsweise erfahren, in welchem von beiden Fällen der Fischschlag durch einen in den Versuchskreis eingeführten Widerstand mehr geschwächt werde, ob bei grösserem, oder bei kleinerem Abstand der Belegungen des dem Fisch aufgesetzten Deckels,[1] welche Belegungen die Enden des Versuchskreises dar- [150] stellen. Die Beantwortung dieser Frage setzt vier Versuche voraus, bei denen die elektromotorische Thätigkeit des Fisches muss für beständig gelten können, damit ein Schluss aus deren Ergebnissen zulässig sei. Sonderbarerweise findet sich diese Schwierigkeit meines Wissens bei keinem früheren Beobachter erwähnt. Dagegen ist sie Hrn. Eckhard, bei seinen in Triest am Zitterrochen angestellten Versuchen, fast zur nämlichen Zeit aufgestossen, wo ich hier, im Herbst 1857, damit zu kämpfen begann. Hr. Eckhard hat sie dadurch umgangen, dass er nicht am lebenden Thier, sondern an einem noch im Besitze der Lebenseigenschaften verharrenden Präparat experimentirte, an dem das Organ nur auf Reizung der elektromotorischen Nerven schlug.[2] Da ich auf das lebende Thier angewiesen war, musste ich mir anders zu helfen suchen. Es handelte sich darum, ein Mittel zu finden, um den Versuchskreis entweder nach erfolgtem ersten Schlage, oder noch während dessen, alsdann aber nach einer, wenigstens für mehrere auf einander

---

[1] Monatsberichte u. s. w. 1858. S. 97. 103. 104. — Vergl. die Abhandlung über den Zitterwels im zweiten Bande dieser Sammlung.

[2] Beiträge zur Anatomie und Physiologie. Bd. I. Giessen 1858. 4°. S. 166.

folgende Versuche sich gleich bleibenden Frist, zu öffnen. Mit den gewöhnlichen mechanischen Organen war hier nichts auszurichten, denn durch welches Zwischenglied sollte das Aufsetzen des Deckels, welches nicht einmal genau mit dem Anfang des Schlages zusammenfällt, verknüpft werden mit dem Mechanismus, dem das Absperren des Entladungsvorganges in einem gewissen Augenblick anvertraut wäre. Um so näher lag es, hier an dasselbe Hülfsmittel zu denken, das sich im Froschwecker so gut bewährt hatte, an das Nervmuskelpräparat vom Frosch, welches durch einen verschwindenden Zweig des Fischschlages bis zum Maximum gereizt, in einem kleinen Bruchtheil der Secunde zu jeder hier erforderlichen Leistung befähigt ist. Einige Vorversuche an einem selbstverfertigten Modell beruhigten mich über den Zweifel, ob nicht der Schlag doch zu flüchtig sei, um seiner dergestalt mittels der Zuckung Herr im Versuchskreise zu werden, und so construirte ich die Fig. 12, Taf. III, perspectivisch dargestellte Vorrichtung[1], die Hr. Sauerwald nach meiner Angabe ausführte.

131. Auf einem viereckigen Fussbrett, das auf einem Stift und zwei Stellschrauben ruht, ragen zwei Säulen aus Messing ein Tischchen aus demselben Metall empor, indem sie es an seinem hinteren Rand unterstützen. An seinem vorderen Rande sind auf einem Vorsprung von Kammmasse zwei doppelte Schraubenklemmen *k*, *k*, angebracht. Das Tischchen trägt zwei Ansätze, in denen sich ein Hebel aus Rothguss *aa, hpq* zwischen stählernen Schraubenspitzen mit Gegenmuttern sehr leicht und sicher dreht.

In der Mitte des Hebels, bei *h*, sind oben und unten Haken, der obere für den Muskel, der untere für eine Wagschale, die durch eine Oeffnung im Tischchen herabhängt. Darauf folgen am Hebel, nach dessen freiem Ende zu, zwei Schrauben, die ihn von oben nach unten durchbohren, und deren Einstellung gleichfalls durch Gegenmuttern gesichert ist. Die erste dieser Schrauben, *p*, läuft unten in einen Platinstift aus, der auf einer Platinplatte ruht, welche durch Kammmasse isolirt in dem Tisch befestigt, aber mit der Klemme *k*, leitend verbunden ist. Diese Platte heisst die Stützplatte. Die zweite, am Ende des Hebels gelegene Schraube *q* endet in eine verquickte Kupferspitze, die in ein cylindrisches Quecksilbergefäss aus Eisen taucht, welches gleichfalls isolirt in dem Tisch befestigt, und mit der anderen Klemme *k* leitend verbunden ist. Die Quecksilberkuppe in dem Gefäss kann gehoben und gesenkt werden, indem eine eiserne Schraube *s*, welche fast die ganze Lichtung des Gefässes einnimmt, von unten herein- und herausgeschraubt wird, wie dies Fig. 12*a*

[1] Die dem Beschauer zugekehrte senkrechte Kante des Messingtischchens hat halbe natürliche Grösse.

Taf. III. zeigt, worin dieser Theil der Vorrichtung im senkrechten Durchschnitt und im $^2/_3$-Maassstabe besonders dargestellt ist.[1]

In der Mitte der hinteren Wand des Tischchens erhebt sich, abermals isolirt, eine senkrechte Messingsäule, an der sich ein kurzer starker Arm auf und ab schiebt. Eine Nuth an der Säule, in die ein Stift an der den Arm tragenden Hülse eingreift, verhindert den Arm, sich zu drehen. An dem Arm befindet sich, durch eine Mikrometerschraube auf und ab stellbar, eine Zange zum Einspannen des Oberschenkelbeins, ähnlich der am Zuckungstelegraphen (s. oben S. 208). Die Achillessehne kommt beim Einspannen des gewöhnlichen Präparates in passender Höhe über dem Haken h zu schweben, und wird damit durch einen Fleischhaken und durch ein isolirendes Zwischenstück $h\,i$ aus Schildpatt verknüpft.

[152] Der Schlag wird dem Nerven zugeführt durch eine feuchte Reizungsröhre. Diese wird an einem Kugelscharnier getragen durch einen Stiel, welcher an der Zange mittels der Schraube σ befestigt wird, so dass sich die Röhre mit der Zange in einem Stück hebt und senkt, mit anderen Worten, dass bei den Bewegungen der Zange zum Einstellen des Muskels die Mündung der Röhre am Muskel und der Nerv auf den Platinringen der Röhre unverrückt bleiben.

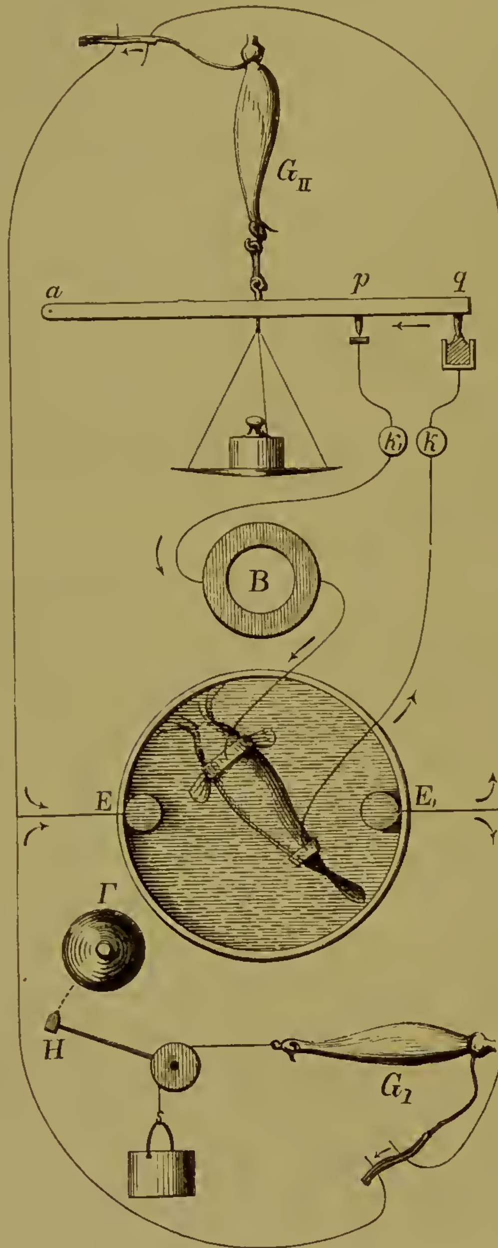
Für den Fall, dass man den Muskel unmittelbar zu erregen wünschte, würde die Klemme bei σ statt des Stieles der Reizungsröhre den einen Draht aufnehmen, der andere müsste dünner Multiplicatordraht (s. oben S. 174 Anm.) und am Fleischhaken befestigt sein.

Der Gebrauch der Vorrichtung im Allgemeinen wird durch Fig. 13 verständlich, welche das Schema eines Versuches am Zitterwelse giebt. Man erkennt leicht die Versuchswanne, darin den Fisch mit zwei ihm aufgesetzten, zur Ableitung des Schlages in den Versuchskreis bestimmten Metallsätteln. Von diesen Sätteln führen Drähte zu den Klemmen k, $k_{,,}$ und der Versuchskreis, der bei B die Spiegelbussole enthält, ist durch das Stück $p\,q$ des um a drehbaren Hebels so lange geschlossen, als der Stift bei p die Stützplatte und die verquickte Spitze bei q das Quecksilber berührt. Ausser dem Fisch mit seinen Sätteln sieht man in der Wanne die schon beim Froschwecker (s. oben S. 214) erwähnten Zinnelektroden E, $E_{,}$, von deren jeder ein gegabelter Draht ausgeht. Von den beiden Zweigen der Gabelung geht der eine zur Reizungsröhre des Froschweckers, dessen Gastroknemius, Hammer und Glocke man in G_I, H und Γ erkennt, der andere zu der des Unterbrechers. Schlägt der Fisch, wie er dies im Augenblick zu thun pflegt, wo [153] man ihm die Sättel aufsetzt, so

[1] Das Messing im Durchschnitt ist von rechts und oben nach links und unten, die Kammmasse ist umgekehrt und dichter schraffirt, das Eisen getüpfelt.

gehen Theile des Schlages, ausreichend um Maximalzuckungen auszulösen, durch die beiden Reizungsröhren. Der Froschwecker schlägt an; die Zuckung des Gastroknemius G_{II} im Unterbrecher aber trennt den Platinstift p von der Stützplatte und öffnet so den Versuchskreis. Sobald die

Fig. 13.



Zuckung nachlässt, sinkt der Stift wieder herab, und wenn jetzt auch die verquickte Spitze wieder in das Quecksilber tauchte, würde der Kreis wieder geschlossen. Dem wird jedoch vorgebeugt, indem man mittels der Schraube s die Quecksilberkuppe vorher so tief senkt, dass der durch

Capillaranziehung getragene Quecksilberfaden bei der geringsten Hebung der Spitze reisst (Fig. 12 *a*, Taf. III).

Wie man leicht erkennt, ist nicht allein dieser Kunstgriff der Vorrichtung entlehnt, womit Hr. Helmholtz die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Reizung im Nerven nach dem Pouillet'schen Verfahren maass, sondern unsere Vorrichtung ist überhaupt nichts als eine bequemere und einfachere Gestalt der von ihm angewendeten.[1] Der Hebel ersetzt das bei Hrn. Helmholtz sogenannte „stromführende Zwischenstück", welches frei am Muskel hängt, und den doppelten Vortheil einer rein senkrechten und ganz ungehinderten Bewegung bietet. Dieser Vortheil ist in unserer Vorrichtung aufgegeben, da der Hebel sich im Kreise bewegt und dies nicht ohne eine gewisse Reibung vermag. Dafür ist dessen Handhabung leichter, weil die Pendelschwankungen des Zwischenstücks und die Unsicherheit seiner Lage auf dem es stützenden Querbalken *MM* (in den Helmholtz'schen Figuren 1, 2) fortfallen. Die Abweichung von der Senkrechten bleibt bei der Art, wie die Vorrichtung gebraucht wird, ohne Einfluss. Selbst am Myographion, wo sie die Curven etwas entstellt, wird sie vernachlässigt. Dass die verquickte Spitze vermöge ihrer Lage am Hebel einen um ein Drittel längeren Weg beschreibt, als der Stift, und dieser einen um die Hälfte längeren, als der Angriffspunkt des Muskels, sichert einestheils die Zerreissung des Quecksilberfadens, anderentheils die Oeffnung des Kreises zwischen Stift und Stützplatte, bei Verkürzungen, wo an der ursprünglichen Vorrichtung Beides ausgeblieben wäre. Was die Reibung betrifft, so lehrt die Erfahrung am Myographion, wo zu der Reibung an der Hebelaxe noch zwei andere hinzutreten, dass daraus keine namhafte Störung erwächst. Unsere [154] Vorrichtung dürfte sich daher zur Anstellung von Messungen über den zeitlichen Verlauf der Zuckung nach dem Pouillet'schen Verfahren recht gut eignen, nachdem man sich überzeugt hätte, dass sie in ihrem gegenwärtigen Zustande die hinreichende Stabilität besitzt, oder nachdem man ihr solche durch passende Verstärkung ertheilt hätte. Auch würde sich leicht noch am Ende des Hebels ein Zeichenstift wie am Myographion anbringen lassen, was Gelegenheit zu manchen wichtigen Versuchen böte.

Wie dem auch sei, es ist klar, dass die damals von Hrn. Helmholtz ermittelten Grundbestimmungen über die bei sich gleichbleibender Länge mit der Zeit wachsende Spannung des Muskels auf unsere gegenwärtigen Versuche Anwendung finden. Indem man den Muskel mittels der Mikrometerschraube senkt, erreicht man, dass der Hebel durch die Platte gerade in der Stellung unterstützt wird, in welcher der Muskel ihn

---

[1] Archiv für Anatomie u. s. w. 1850. S. 276. Taf. VIII.

trägt, wobei also letzterer in den von Hrn. HELMHOLTZ sogenannten Zustand der **Belastung** geräth. Der Augenblick, wo dieser Zustand eintritt, wird mit ausreichender Schärfe daran erkannt, dass bei schnellendem Klopfen mit dem Finger auf die Stiftschraube, wie beim Percutiren zur ärztlichen Exploration, kein Klirren erfolgt.[1] Um dies besser zu unterscheiden, müssen die Drähte, an denen die Wagschale hängt, an diese gelöthet sein, weil sie sonst an sich schon beim Klopfen ein Klirren erzeugen. Es ist vortheilhafter, sich dem Zustand der Belastung durch Herablassen des Muskels zu nähern, als durch Heben, weil im ersteren Falle der Muskel unter dem Einfluss der Belastung die ihm dabei zukommende Länge bereits annähernd angenommen hat, und daher nach erfolgter Einstellung seine Spannung besser behält, als wenn er früher unbelastet plötzlich der Reckung durch die Belastung ausgesetzt wird.[2]

Der Zustand der Belastung bringt es bekanntlich mit sich, dass die kleinste Zunahme des Muskels an Spannung den Stift von der Stützplatte hebt. Bei verschwindender Dauer des erregenden Stromes, z. B. wenn dieser ein durch Oeffnen des primären Kreises erzeugter Inductionsschlag war, erfolgt nach Hrn. HELMHOLTZ eine merkliche Zunahme an Spannung erst nach Ablauf zweier Zeiträume. Der erste Zeitraum ist der, während dessen [155] die Reizung von der gereizten Stelle des Nerven zum Muskel gelangt. Er wächst im Allgemeinen mit der Entfernung zwischen dem Muskel und, sofern es sich nicht um Oeffnungszuckung handelt, der katelektrotonisirten Nervenstrecke,[3] und mit sinkender Temperatur. Der obere Rand des unteren Platinringes der Reizungsröhre liegt etwa 27 ^{mm} vom Muskel. Nach den HELMHOLTZ'schen Bestimmungen wird daher bei mittlerer Temperatur dieser Zeitraum in unseren Versuchen bestenfalls, d. h. wenn der Strom absteigt, nicht unter $^1/_{980}$ Secunde betragen können. Der zweite Zeitraum ist das Stadium der **latenten Reizung**, welches über die Vorbereitungen für die Zusammenziehung im Muskel selber hingeht und sich auf nahe $^1/_{100}$ Secunde beläuft. Die Summe dieser beiden Zeiträume, etwa $^1/_{93}$ Secunde, würde die kleinste Dauer sein, die wir dem Strom in einem den Froschunterbrecher enthaltenden Kreise ertheilen könnten, wenn in demselben

---

1 Vergl. HELMHOLTZ in POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1851. Bd. LXXXIII. S. 517.

2 Vergl. HELMHOLTZ im Archiv für Anatomie u. s. w. a. a. O. S. 312.

3 Vergl. A. v. BEZOLD, Allgemeine Medicinische Central-Zeitung, 26. März 1859. St. 25; — Derselbe in den Monatsberichten der Akademie, 29. November 1860. S. 742; — in MOLESCHOTT's Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere. 1860. Bd. VII. S. 587; — Derselbe, Untersuchungen über die electrische Erregung der Nerven und Muskeln. Leipzig 1861. S. 287. 303. 304.

Augenblick, wo der Strom zu kreisen beginnt, eine Zuckung durch einen Strom von verschwindender Dauer ausgelöst würde. Dagegen sind wir im Stande, diese Dauer beträchtlich zu verlängern, dadurch, dass wir, nachdem der Muskel in der angegebenen Weise belastet worden, auf die Wagschale Gewichte, als Ueberlastung in dem von Hrn. HELMHOLTZ gebrauchten Sinne, legen. Zu den beiden ersten Zeiträumen tritt dann ein dritter hinzu, der im Allgemeinen mit der Ueberlastung wächst, und sich mindestens bis auf das Dreifache der Summe jener ausdehnen kann, so dass die ganze Dauer des Vorganges vom Augenblick der Reizung an, bis die Spannung des Muskels der Summe der Belastung und Ueberlastung gleich geworden ist, etwa 0″·04 beträgt.

Wie pünktlich der Unterbrecher sein Geschäft versieht, oder wie gleich die Zeiten ausfallen, die er unter sonst gleichen Umständen vom Augenblick der Reizung bis zum Heben des Stiftes jedesmal verstreichen lässt, ist leicht zu prüfen, indem man wiederholt den Ausschlag beobachtet, den ein während jener Zeit kreisender beständiger Strom an der Bussole erzeugt. Wir könnten uns hier an Hrn. HELMHOLTZ' Versuche zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Reizung halten, in denen zwei solche Reihen, [156] die von verschiedenen Nervenstellen aus gewonnen sind, mit einander verglichen werden. Diese Reihen, die in seinen Tabellen je eine Vertical-Columne einnehmen, lassen eine völlig ausreichende Beständigkeit der Wirkungen von jeder Nervenstelle aus erkennen. Wir dürfen uns aber nicht hierbei beruhigen, auch abgesehen davon, dass es rathsam erscheint, die neue Vorrichtung vor dem Gebrauch auf irgend eine solche Probe zu stellen. Hr. HELMHOLTZ liess, wie sein Zweck es mit sich brachte, seine Versuche einander unstreitig so schnell folgen, wie gewisse Umstände es erlaubten;[1] und er hatte keinen Anlass, sie länger fortzusetzen als nöthig, um daraus auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Reizung zu schliessen. Soll dagegen der Froschunterbrecher den von uns verlangten Dienst leisten, so muss er mindestens anderthalb Stunden lang gleichmässig arbeiten, während welcher man allerdings nur etwa alle zehn Minuten einen Versuch anstellt: weil dies die Art ist, wie man die Versuche am Zitterwels leitet, um das Thier nicht zu sehr zu ermüden.

Es bedurfte also hier noch einer Prüfung, zu der ich folgendermaassen schritt. Ich brachte in einen Kreis 1. eine GROVE'sche Kette, um den zeitmessenden Strom zu liefern; 2. die Spiegelbussole mit 53 Windungen in 15 ^{mm} Abstand vom Spiegel; 3. den Froschunterbrecher; 4. den von Hrn. PFLÜGER in die Elektrophysiologie eingeführten Fall-

---

[1] Archiv für Anatomie u. s. w. A. a. O. S. 312. 313.

hammer mit elektromagnetischer Auslösung, um den Kreis durch Eintauchen einer Platinspitze in Quecksilber zu schliessen;[1] 5. einen so ansehnlichen Widerstand, dass die im Kreise befindlichen veränderlichen Widerstände, wie der zwischen Stift und Stützplatte, der der Quecksilbergefässe am Unterbrecher und Hammer, dagegen verschwanden (s. oben S. 172); endlich 6. ein Rheochord, wodurch vom zeitmessenden Strom ein Zweig von angemessener Stärke zur Reizungsröhre des Unterbrechers abgeleitet wurde. Dieser Stromzweig erhielt im Nerven die absteigende Richtung. Im Kreise der elektromagnetisirenden Rollen des Hammers befand sich ein Daniell nebst einem Stromwender zum Fallenlassen des Hammers durch Umkehren des Stromes. Nachdem bei [157] 100 ^{mm} Entfernung des Multiplicatorgewindes der Bussole vom Spiegel die Stärke des zeitmessenden Stromes (I) war bestimmt worden, um sich am Schluss der Versuchsreihe seiner Beständigkeit versichern zu können, wurde alle zehn Minuten durch Umlegen der Wippe des Stromwenders der Hammer fallen gelassen und eine Schliessungszuckung ausgelöst, welche den Kreis, durch dessen Schliessung sie entstand, sogleich wieder öffnete. Das Multiplicatorgewinde war dabei dem Spiegel wieder so nahe gebracht, dass ein Ausschlag von angemessener Grösse erfolgte. Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse, die ich so an verschiedenen Präparaten bei verschiedenen Ueberlastungen erhielt. Eine Versuchsreihe ohne Ueberlastung fehlt, da ich, wie schon Hr. Helmholtz,[2] fand, dass dabei auf keine Regelmässigkeit zu rechnen sei. Die Zahlen der Tabelle sind unmittelbar abgelesene, den Zeiten proportionale Ausschläge. Die der einen Reihe sind aus verschiedenen Gründen nicht vergleichbar mit denen der anderen, weshalb die Ausschläge nicht regelmässig mit den Ueberlastungen wachsen.[3] [158]

---

[1] Das Spritzen des Quecksilbers, welches Hrn. Pflüger zwang, das Quecksilbergefäss auf eine andere Unterlage zu stellen, als den Hammer (Untersuchungen über die Physiologie der Electrotonus. Berlin 1859. S. 114. 115), wird vermieden, wenn man das Grundbrett der Vorrichtung an der Stelle, wo der Hammer es trifft, unterstützt, so dass es nicht federt.

[2] Archiv für Anatomie u. s. w. A. a. O. S. 314.

[3] Bringt man an Stelle der Bussole das Vertical-Galvanoskop von Siemens und Halske und an Stelle des Fallhammers einen Schlüssel, und verstärkt man gehörig den zeitmessenden Strom, so gelingt es leicht mittels der beschriebenen Anordnung in der Vorlesung die Grundlage der Helmholtz'schen Versuche vorzuführen. Beim Schliessen des Kreises mittels des Schlüssels erfolgt auch ohne Ueberlastung ein kleiner Ausschlag, der von dem Stadium der latenten Reizung herrührt; beim Auflegen wachsender Ueberlastungen erhält man immer grössere Ausschläge. Es ist kein Grund da, weshalb man nicht mit Hülfe der Spiegelbussole, bei Anwendung des von mir beschriebenen Verfahrens, um deren Ab-

	Minuten.	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	I	
															vorher	nachher
Ueberlastungen in Grammen.	5	30·0	29·6	29·0	27·0	27·3	26·8	26·9	25·8	24·0	26·7	26·6	26·0	26·0	118·2	116·0
	50	63·6	66·2	65·2	64·4	65·6	63·5	62·2	63·4	62·9	63·0	64·4	62·6	64·0	191·3	189·7
	100	58·0	56·7	56·0	56·5	55·0	54·6	55·3	55·8	56·4	56·7	56·8	59·5	60·3	191·4	193·2
	150	57·0	56·7	57·2	57·3	58·5	56·5	56·8	54·8	56·4	57·7	58·0	58·8	57·3	185·3	182·8

Ueber zwei Stunden hinaus wuchsen die Ausschläge rasch, und bei den höheren Ueberlastungen wurde bald der Hebel nicht mehr hoch genug gehoben, um den Quecksilberfaden zu zerreissen.[1]

Bei der Betrachtung der obigen Zahlenreihen springt zunächst das

---

lenkungen Mehreren zugleich sichtbar zu machen (s. oben S. 152), den Zeitverlust im Nerven gleichfalls zur Anschauung sollte bringen können. Hr. Czermak hat kürzlich zu diesem Zweck sein Myochronoskop beschrieben (Allgemeine medicinische Central-Zeitung, 5. Juni 1861. XXX. Jahrgang. St. 45. S. 354; — Sitzungsberichte der Wiener Akademie, 4. Juli 1861. Bd. XLIV. S. 231; — Moleschott's Untersuchungen zur Natur des Menschen und der Thiere. 1862. Bd. VIII. S. 478). So sinnreich dies ist, so scheint es mir für den Vortrag den Nachtheil zu haben, dass seine Wirkungsweise schwerer zu erklären ist, als was es erläutern soll. Bedenklich ist auch, dass, während Hr. Helmholtz, worin ich ihm beistimme (s. oben), es unmöglich fand, ohne Ueberlastung regelmässige Ausschläge von der nämlichen Nervenstelle aus zu erhalten, und deshalb nie einen Zeitmessungsversuch ohne Ueberlastung anstellte, am Myochronoskop nicht nur keine Einrichtung zum Ueberlasten vorhanden ist, sondern auch in der Beschreibung der damit angestellten Versuche der Hinweis auf die ungemeine Sorgfalt fehlt, womit das Einstellen auf Belastung alsdann geschehen musste, sollte es nicht völlig dem Zufall überlassen bleiben, welcher der beiden Muskeln zuerst den Kreis öffnete. (Nachträgliche Anmerkung [1862].)

[1] Beim Herabsinken des Stiftes auf die Stützplatte wird alsdann der Kreis wieder geschlossen, was eine neue Zuckung zur Folge hat, ein Vorgang, der sich so oft erneuert, als die Erregbarkeit des Präparates es zulässt. Am frischen Präparat und bei kleiner Ueberlastung kann man dasselbe bewirken, indem man die Quecksilberkuppe so hoch schraubt, dass die Spitze beim Herabsinken wieder eintaucht. Dies ist die ausgebildetste Form jenes elektrischen Froschschenkel-Tanzes, den schon Galvani in seinem Commentar mit ungleichartigen Metallen (De Viribus Electricitatis in Motu musculari Commentarius etc. Mutinae 1792. 4⁰. p. 19; — Uebersetzt von Joh. Mayer u. s. w. Prag 1793. S. 39; — Opere edite ed inedite ec. Bologna 1841. 4⁰. p. 82), im Trattato dell' Uso aber sogar mit dem Muskelstrom beschrieben hat (Trattato dell' Uso e dell' Attività dell' Arco conduttore nelle Contrazioni dei Muscoli. Bologna 1794. p. 83; — Opere edite ed inedite ec. p. 210). — Vergl. meine Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 63. — Hr. Czermak hat unlängst diese Erscheinung als neu beschrieben (Sitzungsberichte der Wiener Akademie, 4. Juli 1861. Bd. XLIV. S. 239; — Moleschott's Untersuchungen u. s. w. Bd. VIII. S. 487. (Nachträgliche Anmerkung [1862].)

Gesetz in die Augen, dass die Ausschläge, oder die ihnen proportionalen Schliessungszeiten, zuerst ab- und dann wieder zunehmen. Die Erörterung dieses Umstandes wird besser in eine Anmerkung verwiesen,[1] da [159]

[1] Eine Spur desselben Verhaltens lässt sich, wie ich finde, in den HELMHOLTZ'schen Versuchsreihen entdecken. Einmal in der Reihe I. (a. a. O. S. 303), in der zwar mit den Ueberlastungen gewechselt, dieselbe Ueberlastung aber in ziemlich weitem Zeitabstande dreimal nach einander aufgelegt wurde. Der mittlere Ausschlag ist der kleinste. Zweitens in einigen der Reihen, in denen, zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Reizung, bei gleicher Ueberlastung bald von einer näheren, bald von einer entfernteren Stelle aus gereizt wurde. Diese Art Reihen kommt, wie bemerkt, ganz mit den unsrigen überein, bis auf das Wechseln mit der gereizten Stelle des Nerven, und bis auf die Zeiten, die zwischen den einzelnen Versuchen verflossen. Demgemäss sieht man in Hrn. HELMHOLTZ' Reihe X. *B* und XI. *A* (S. 342. 343) die Ausschläge in derselben Vertical-Columne, die von der nämlichen Nervenstelle aus erfolgt sind, gleichfalls zuerst ab- und dann wieder zunehmen.

Die sich zuletzt einstellende Zunahme rührt von der Abnahme der Leistungsfähigkeit her, in Folge welcher dieselbe Spannung später eintritt, als auf früheren Stufen der Erregbarkeit. Es frägt sich aber, woher die zuerst beobachtete Abnahme der Ausschläge stamme.

Sie könnte erstens kommen von einem Sinken der Stärke des zeitmessenden Stromes, dessen Einfluss später durch die Abnahme der Leistungsfähigkeit überwogen würde. Die Tabelle lehrt jedoch, dass die Abnahme der Stromstärke selbst nach zwei Stunden nicht ausreicht, die Abnahme des Ausschlages nach einer Stunde zu erklären. In einem Falle (dem mit 100 gr Ueberlastung) war sogar die Stärke des zeitmessenden Stromes nach zwei Stunden etwas grösser als anfangs, während die Ausschläge das nämliche Gesetz zeigten.

Etwa während der ersten Hälfte jeder Versuchsreihe muss man von Versuch zu Versuch den Muskel etwas heben, um die richtige Einstellung des Stiftes auf der Stützplatte zu bewirken. Hingegen während der zweiten Hälfte muss man, um dasselbe zu erreichen, den Muskel etwas senken. Das Erste rührt daher, dass der Muskel durch die dauernde Belastung gedehnt wird und an Spannung verliert, das Zweite vom Austrocknen der Sehne (s. oben S. 213). Diese Veränderungen schreiten auch während des Zeitraumes fort, der zwischen dem erneuten Einstellen des Stiftes auf der Stützplatte, welches jedem Versuch vorhergeht, und dem Versuch selber verfliesst, und wie klein sie auch während dieses Zeitraumes ausfallen mögen, so müssen sie doch dahin wirken, die Dehnung, einen Theil der Belastung in Ueberlastung zu verwandeln, und so die Schliessungszeit zu vergrössern (HELMHOLTZ, a. a. O. S. 312), die Verkürzung, diese Zeit zu verkleinern. Von diesen beiden Wirkungen nähert sich die erste von Anfang an einer Grenze; die zweite hingegen kann erst in Wirksamkeit treten, nachdem die der Sehne oberflächlich anhaftende Flüssigkeitsschicht verdunstet ist. Es nimmt also von Anfang an eine Wirkung ab, welche die Schliessungszeiten zu verlängern, und es entwickelt sich mit der Zeit eine Wirkung, welche jene Zeiten abzukürzen strebt. Man könnte daran denken, hieraus die Abnahme der Ausschläge zu erklären. Sie würde nur während der ersten Versuchshälfte bemerkbar werden, weil während der zweiten Hälfte die Zunahme wegen sinkender Leistungsfähigkeit die Oberhand erhielte. In Hrn. HELM-

sie uns hier zu weit führen würde. Sieht man ab von einigen aus der Ordnung fallenden Zahlen, welche wohl nur Einstellungsfehlern zuzuschreiben [160] sind, so ergiebt sich, dass der Froschunterbrecher volle zwei Stunden lang mit einer für unsere Zwecke genügenden Pünktlichkeit die Aufgabe erfüllt, einen Kreis nach einer durch die Ueberlastung bemessenen Frist zu öffnen.

Demnächst wäre zu zeigen, welchen Einfluss das Einschalten des Froschunterbrechers in den Versuchskreis des Zitterwelses übt. Es ist indess meine Absicht nicht, hier ausführlich darauf einzugehen. Das allgemeine Ergebniss dieser Versuche habe ich schon anderswo mitgetheilt.[1] Gemäss dem oben S. 214 Gesagten, besteht es darin, dass keineswegs der Zitterwelsschlag zu flüchtig ist, um mittels der Zuckung seinen Eintritt in eine stromprüfende Vorrichtung zu regeln; dass vielmehr die Dauer des Schlages mit der der Zusammenziehung von einerlei Ordnung ist; und dass man so mittels des Froschunterbrechers nicht allein bei wiederholtem Schlagen des Fisches den späteren Schlägen den Weg versperren kann, sondern es sogar in seiner Gewalt hat, vom ersten Schlage nur einen im Allgemeinen mit der Ueberlastung wachsenden Bruchtheil durchzulassen. Man kann auch umgekehrt so verfahren, dass man das Stück $p\,q$ des Hebels zu einer Nebenleitung zum Versuchskreise macht, welche durch die Zuckung geöffnet wird. Alsdann werden die Aus-

---

HOLTZ' Versuchen war indess der Muskel, wenn auch nicht so vollkommen wie der Nerv, vor der Trockniss geschützt, und in einem von mir angestellten Controlversuch, wo er ganz ebenso geschützt war, erfolgte die Abnahme der Ausschläge wie sonst. Von der Trockniss also, als Ursache dieser Abnahme, ist jedenfalls abzusehen. Was die Dehnung betrifft, so ist nicht wohl denkbar, dass ihr Einfluss gross genug ausfalle, in Erwägung, dass es sich dabei nur um Unterschiede einer sehr kleinen und langsam abnehmenden Grösse handeln würde.

Mit Erklärungsgründen dieser Art dürfte hier nichts auszurichten sein. Dagegen möchte Folgendes in Betracht kommen. Hr. HERMANN MUNK hat kürzlich gezeigt, dass das Erregungsmaximum des Nerven, gemessen durch die grösste, nach augenblicklicher Reizung erreichte Zuckungshöhe, in der ersten Zeit nach der Zurichtung sehr rasch beträchtlich ansteigt, um dann erst langsamer zu sinken (Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 810. 814. 815). Einem ähnlichen Gesetze folgen gleichzeitig sämmtliche Ordinaten der Curve der Erhebungshöhen, also auch die der Curve der Spannungen bei gleicher Länge. Dann ist klar, dass eine gewisse Zeit nach der Zurichtung die gleiche Spannung schneller nach der Reizung eintreten werde, als früher und als später, mit anderen Worten, dass, wie wir es fanden, die Schliessungszeiten ein Minimum haben müssen. (Hr. MUNK ist seitdem zu der Ueberzeugung gelangt, dass das Ansteigen des Erregungsmaximums von einer Temperaturerhöhung des Präparates abhänge. A. a. O. 1861. S. 425 ff.; — 1862. S. 1 ff. (Nachträglicher Zusatz [1862].)

[1] Monatsberichte u. s. w. 1858. S. 96. 102. — Vergl. die Abhandlung über die Zitterwelse im zweiten Bande dieser Sammlung.

schläge um so kleiner, je höher die Ueberlastungen. Man kann also dergestalt mittels der Zuckung beliebige Stücke vom Anfang oder vom Ende der Entladung gleichsam abschneiden, und nur den Rest zur Wirkung im Versuchskreise zulassen.

Man könnte, beim ersten Blick, an diese Versuche die Hoffnung auf noch viel weiter gehende Erfolge knüpfen. Die Dauer der Zuckung eines Froschgastroknemius, die Zeit, deren ein solcher nach der Reizung bedarf, um eine bestimmte Spannung zu erlangen, ist gleichsam eine Constante der Natur. Warum sollte man nicht, wenn einmal die zum Erlangen einer bestimmten Spannung nöthige Zeit bekannt ist, daraus, dass der Muskel diese Spannung erlangt hat, umgekehrt schliessen, dass jene Zeit verflossen sei? [161] Es scheint, als böte sich so in passend geleiteten Versuchsreihen am Froschunterbrecher ein Mittel dar, mit Hülfe der Helmholtz'schen Curve der Spannungen bei gleicher Länge,[1] die Dauer des Zitterwelsschlages wahrhaft zu messen, und dessen zeitlichen Verlauf wenigstens ungefähr anzugeben.

Inzwischen lauern in diesen Bestimmungen noch mehrere Unbekannte, die einen so raschen Fortschritt vorläufig untersagen.

Ein erster Umstand, der einen solchen Gebrauch der Helmholtz'schen Zahlen unmöglich macht, ist der Einfluss der Grösse des Muskels auf die Curve der Spannungen. Die folgende Tabelle giebt einen Begriff von diesem Einfluss, den Hr. Helmholtz zu berücksichtigen keinen Grund hatte. Sie zeigt das Ergebniss von Versuchen, welche ganz wie die oben S. 222 beschriebenen mit Gastroknemien von verschiedener Länge angestellt wurden. Die Zahlen sind das abgerundete Mittel dreier Versuche, zwischen denen drei Minuten verflossen.

Ueberlastung 100 gr.

Länge in MM.	19	22	26	33	35
Ausschläge in Sc.	72	60	68	64	52

Wie zu erwarten war, fällt die Schliessungszeit bei gleicher Ueberlastung im Allgemeinen um so kleiner aus, je grösser der Muskel; doch nimmt sie langsamer ab, als im umgekehrten Verhältniss der Grösse.

Man sieht zweitens, an dem Beispiel des 22 mm langen Muskels, dass ausser der Grösse des Muskels auch noch dessen Leistungsfähigkeit in's Spiel kommt, und gelegentlich den Einfluss der Grösse überwiegt.

Drittens aber, und hauptsächlich, setzt der Gebrauch der Zuckung zu Zeitmessungen in der angedeuteten Art eine gleichmässige Reizung des Nerven voraus. In Hrn. Helmholtz' Versuchen geschah diese stets mittels eines Oeffnungsinductionsschlages von verschwindender Dauer

---

[1] A. a. O. Taf. VIII. Fig. 4. — Vergl. dazu S. 306—309.

seiner reizenden Theile. In den Fischversuchen dagegen geschieht die Reizung durch einen Zweigstrom, der auf sehr verschiedene Weise dem Theil des Schlages entlehnt wird, welcher durch das Wasser der Versuchswanne geht. Insofern der Reiz dabei stets ein Maximalreiz bleibt, kommt darauf weniger an, [162] dass er oberhalb des Maximums bald grösser, bald kleiner ausfällt. Was dagegen sehr in Betracht kommt, ist, dass der Reiz in unserem Falle keine zu vernachlässigende, ja nicht einmal eine beständige Dauer hat. Man kann ihn nämlich offenbar als einen an Dauer die Schliessungszeit übertreffenden Maximalreiz auffassen; da die späteren Stadien des Vorganges ohne Bedeutung für die Schliessungszeit sind, also gleichsam als würde der Nerv während der ganzen Schliessungszeit, sie sei kurz oder lang, mittels einer stetigen, sehr ausgiebigen Stromschwankung bis zum Maximum tetanisirt. Die Schliessungszeit für eine bestimmte Ueberlastung wird, alles Uebrige gleich gesetzt, in den Fischversuchen also kleiner sein, als in den Helmholtz'schen oder in den oben S. 222 von uns angestellten Versuchen, und die Schliessungszeiten und Ueberlastungen werden dort durch eine andere und mehr verwickelte Beziehung verknüpft sein, als hier. Unter diesen Umständen ist es klar, dass, um aus den Versuchen am Froschunterbrecher auf Verlauf und Dauer des Zitterwelsschlages weitere Schlüsse zu ziehen, zuerst noch Messungen der Zeit anzustellen wären, die beim Tetanisiren in obiger Art zwischen Beginn der Reizung und Heben der Ueberlastung verfliesst.

Bei alledem bleibt noch die Möglichkeit zu erwägen, wodurch auch diese Auskunft entwerthet würde, dass es sich am Zitterwels nicht immer um einen Maximalreiz handele, und dass auch noch so der wechselnde Verlauf des Schlages von Einfluss auf die Schliessungszeit werde.[1]

---

[1] [Der Froschunterbrecher hat sich noch in anderen Versuchen, als solcher an Zitterfischen, nützlich gezeigt. Indem Hr. Rosenthal zwischen k und k, ein elektromagnetisches Läutewerk einschaltete, welches jede Oeffnung des Kreises mit einem Glockenschlage beantwortet, befähigte er den Unterbrecher, so kleine Verkürzungen von Muskeln anzugeben, dass sie anders nicht wohl zu bemerken wären. In dieser Form diente ihm der Unterbrecher zur Bestimmung der Kraft von Froschmuskeln (Comptes rendus etc. 1867. t. LXIV. p. 1143); auch erlaubt er bequem den Hermann'schen Versuch zu wiederholen, in welchem trotz wachsender Belastung (im Helmholtz'schen Sinne) stets fast dieselbe Stromstärke minimale Zuckung auslöst (Archiv für Anatomie u. s. w. 1861. S. 369).]

IX.

Ueber den zeitlichen Verlauf voltaëlektrischer Inductionsströme.

(Gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften am 26. Juni 1862.)[1]

§. I. Abänderung des Magnetelektromotors durch Hrn. Helmholtz.

Fast stets, wenn man Nerven oder Muskeln zu tetanisiren hat, ist es wünschenswerth, dass der tetanisirende Strömungsvorgang aus abwechselnd gerichteten, sonst aber gleich beschaffenen Strömen bestehe. Unerlässlich ist dies sogar, wenn es sich um die Beobachtung der negativen Schwankung des Nervenstromes beim elektrischen Tetanus handelt. Sind nämlich die Ströme nach der einen Richtung stärker als die nach der anderen, so heben, auch wenn in beiden dieselbe Elektricitätsmenge sich abgleicht, die beiden Phasen des Elektrotonus einander nicht völlig auf, sondern es bleibt, abgesehen von der [373] natürlichen Ueberlegenheit der positiven Phase, oder, wie wir jetzt sagen können, des Anelektrotonus, sofern er sich elektromotorisch geltend macht,[2] ein Unterschied der Phasen zu Gunsten der schwächeren und langsameren Ströme übrig, der sich algebraïsch zur negativen Schwankung hinzufügt, und leicht Täuschungen veranlassen kann, wie dies vermuthlich Hrn. Moleschott begegnet ist.[3]

In der That erfüllen unsere voltaëlektrischen Inductionsvorrichtungen, z. B. der Schlitten-Magnetelektromotor, bei der gewöhnlichen Einrichtung jene Bedingung nicht. Die Schliessungsschläge daran sind physiologisch

---

[1] Monatsberichte u. s. w. 1862. S. 372.

[2] Pflüger, Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 431.

[3] Moleschott's Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere. 1861. Bd. VIII. S. 1; — E. du Bois-Reymond im Archiv für Anatomie u. s. w. 1861. S. 786; — Joh. Ranke ebendas. 1862. S. 241.

viel weniger wirksam als die Oeffnungsschläge, mit anderen Worten, jene sind viel schwächer aber anhaltender als diese, diese viel stärker aber flüchtiger als jene. In dem Maasse ist dies der Fall, dass an den gewöhnlichen Magnetelektromotoren bei subjectiver Prüfung zwischen metallenen Handhaben der Schliessungsschlag unter denselben Umständen kaum verspürt wird, wo bereits der Oeffnungsschlag kaum erträglich ist; und dass beim Versuch am stromprüfenden Schenkel die Zuckung durch den Schliessungsschlag erst bei einem Rollenabstand von etwa 20 ^{cm} auftritt, während der Oeffnungsschlag nicht selten noch über den grössten Abstand hinaus Zuckung bewirkt, den das Geleise den beiden Rollen zu ertheilen erlaubt.

Hr. Jos. HENRY (damals in Princeton, New-Jersey, später in Washington) hat den Grund dieses Verhaltens sehr früh darin erkannt, dass sich beim Schliessen in der Hauptrolle der Extrastrom in entgegengesetzter Richtung des Kettenstromes bildet und das Entstehen dieses letzteren verzögert, während beim Oeffnen dem entsprechenden Extrastrom der Weg abgeschnitten ist.[1]

[374] Der Unterschied zwischen dem Schliessungs- und dem Oeffnungsschlage wird daher um so kleiner, aus je weniger Windungen und je lockerer die Hauptrolle gewickelt ist, da mit der Zahl und Nähe ihrer Windungen die elektromotorische Kraft des Extrastromes wächst; und ich muss es einen besonderen Glücksfall nennen, wodurch mir manche Schwierigkeit und vielleicht manche Täuschung erspart worden ist, dass ich der Hauptrolle der Inductionsvorrichtung, die ich mir im Beginn meiner Untersuchungen baute, auf etwa einen Fuss Länge nur einige dreissig Windungen gab.[2] Inzwischen würde sogar noch in einem gerade ausgespannten Drahte durch Induction der prismatischen Fäden, in die man sich den Draht zerlegt denken kann, auf einander, ein Extrastrom entstehen, während die Induction auf einen benachbarten Draht dabei

---

[1] Transactions of the American Philosophical Society held at Philadelphia etc. New Series. 4⁰. t. VIII. 1843. p. 7. 8. §. 19. (1840); — The Philosophical Magazine etc. New and united Ser. etc. 1841. vol. XVIII. p. 488; — POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1841. Bd. LIV. S. 87.

[2] Vergl. Untersuchungen über thierische Elektricität. Bd. I. S. 447; — Bd. II. S. 405. 406; — E. DU BOIS-REYMOND, Ueber das angebliche Fehlen der unipolaren Zuckung beim Schliessungsinductionsschlage. Im Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 857. — S. 858. Z. 11 und 12 von unten muss es hier beiläufig statt: „die jenem Potential umgekehrt proportionale Steilheit der Curve, in der das Potential u. s. w." heissen: „die mit dem Wachsen jenes Potentials abnehmende Steilheit der Curve, in der die elektromagnetische Resultante u. s. w."

schwerlich noch stark genug bliebe, um die grossen Widerstände, die in den elektrophysiologischen Versuchen vorkommen, erfolgreich zu überwinden.

Eine andere Art, den Anfangsextrastrom zu verkürzen, ist auch schon von Hrn. Henry in's Werk gesetzt worden. Sie besteht darin, den Widerstand zu erhöhen, den der Anfangsextrastrom zwischen den Enden der Hauptrolle antrifft, und so diesen Strom bis zur Unmerklichkeit zu schwächen. Soll dabei noch die Induction in der Nebenrolle merklich bleiben, so muss der Widerstand dadurch erhöht werden, dass man, statt einer einfachen Kette, eine vielgliedrige Säule als Stromquell anwendet. Dabei wird, nach Hrn. Henry's Ver- [375] suchen, der Schliessungsschlag dem Oeffnungsschlage nicht bloss gleich, sondern sogar überlegen.[1] Der letztere Umstand erklärt sich aus den Beobachtungen der Hrn. Edlund[2] und Rijke,[3] wonach die Schliessungsinduction auch bei den sogenannten beständigen Ketten die Oeffnungsinduction übertrifft. Wie man sieht, war Hr. Henry bereits auf dem Wege subjectiv-physiologischer Prüfung zu demselben Ergebniss gelangt, welches neuerdings Hr. Beetz[4] aus der Beobachtung des Hrn. Hipp gefolgert hat, wonach die Kraft von Elektromagneten bei gleicher Stärke des magnetisirenden Stromes rascher ansteigt, wenn dieser von einer Säule, als wenn er von einer Kette stammt.

Anstatt den Anfangsnebenstrom auf diese Weise zu verkürzen, kann man nun aber auch den Unterschied zwischen beiden Strömen dadurch verringern, dass man den Endnebenstrom verzögert. Schon Hr. Henry hatte gezeigt, dass wenn man dem Hauptstrom statt durch Oeffnen der Kette, durch Schliessen einer Nebenleitung zur Rolle ein Ende macht, der entsprechende Schlag von der Nebenrolle aus ebenso unmerklich werde, wie der durch das Schliessen der Kette oder durch das Oeffnen der Nebenleitung erlangte.[5] Alsdann nämlich kann sich der in der Hauptrolle durch das Verschwinden des Stromes inducirte Strom durch die Nebenleitung ergiessen, was ebenso die allmähliche Abnahme des Stromes in der Hauptrolle zur Folge hat, wie der Anfangsextrastrom das allmähliche Ansteigen des Stromes.

---

[1] Transactions etc. l. c. p. 4. §. 8. 9; — The Philosophical Magazine etc. l. c. p. 484. 485; — Poggendorff's Annalen u. s. w. A. a. O. S. 85.

[2] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVII. S. 182.

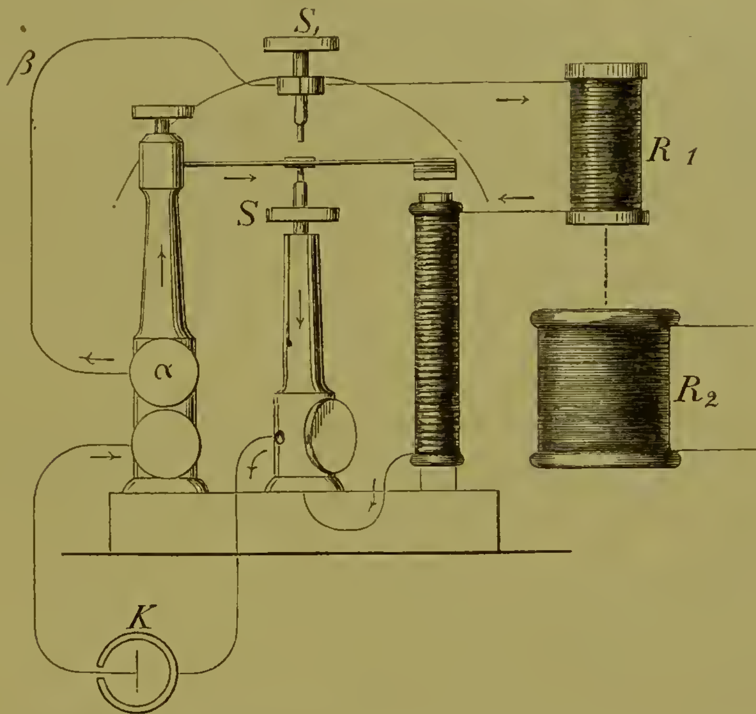
[3] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 508.

[4] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 557.

[5] Transactions etc. l. c. p. 7. §. 18; — The Philosophical Magazine etc. l. c. p. 487. 488; — Poggendorff's Annalen u. s. w. A. a. O. S. 87.

Diese Erfahrung hat neuerdings Hr. Helmholtz benutzt, um den zeitlichen Verlauf der beiden Schläge des Magnetelektromotors mehr gleichmässig zu machen. Dazu lässt er den [376] Anker, indem dieser vom Elektromagnet angezogen wird, nicht die Kette öffnen, was die ursprüngliche Wagner'sche Einrichtung ist, sondern eine Nebenleitung schliessen, die den Strom der Kette in den Windungen des Elektromagnetes und der Hauptrolle schwächt.

Fig. 14.



Obige Figur zeigt halb schematisch die neue Einrichtung, wie sie in der Werkstatt der Hrn. Siemens und Halske an den Schlitten-Magnetelektromotoren fortan stets angebracht wird, auch leicht nachträglich an älteren Exemplaren anzubringen ist. K ist die Kette, R_1 die Haupt-, R_2 die Nebenrolle. Die Nebenleitung wird gebildet durch die Messingsäule, welche die Feder trägt, und nur an ihrem Fuss mit einer zweiten Klemmschraube α versehen wird, den Theil der Feder bis zu einem ihrer unteren Fläche angelötheten Platinplättchen, das dem schon immer an ihrer oberen Fläche befindlichen entspricht, [377] und eine neue Säule, die gerade unterhalb des Plättchens dort sich erhebt, wo sonst nur die Klemmschraube für den Zinkpol der Kette sich befand. Die letztere Säule trägt eine oberhalb in einen Platinstift ausgehende Schraube S empor, und die Nebenleitung wird geschlossen, indem beim Anziehen des Ankers das untere Plättchen an der Feder jenem Stift begegnet, wie früher die Kette dadurch, dass das obere Plättchen beim

Zurückschnellen des Ankers den Stift an der Schraube S_1 traf. Das Spiel der Feder geht dabei so gut von statten, wie sonst, nur etwas langsamer, wegen der, mit dem Strom, jetzt allmählich sinkenden Kraft des Elektromagnetes. Auch ist die Bedingung dafür, dass der Magnetelektromotor beim Schliessen der Kette in Gang komme, ohne dass man die Feder in Schwingung versetzt, jetzt die umgekehrte von vorhin, d. h. die Feder darf in der Ruhe dem Stift nicht anliegen, wie es die Figur zeigt, wenn der Anker beim Schliessen des die Kette enthaltenden Umganges angezogen werden soll, da alsdann der Strom vom Elektromagnet abgeblendet ist und die Anziehung des Ankers nur die Feder dem Stift stärker andrückt.

Die neue Einrichtung gewährt bedeutende Vortheile. Erstens sind die beiden Ströme einander in ihrem Verlaufe wirklich sehr nahe gebracht. Der Unterschied der Rollenabstände, bei denen Oeffnen und Schliessen der Nebenleitung Zuckung eines stromprüfenden Froschschenkels bewirkt, dessen Nerv die Nebenrolle schliesst, beträgt nur noch wenige Centimeter. Da es der Endnebenstrom ist, der sich in seinem Verlaufe dem Anfangsstrome genähert hat, so ist die physiologische Wirkung der Induction im Ganzen freilich sehr geschwächt. Beide Zuckungen, die durch den End- wie die durch den Anfangsstrom, erfolgen jetzt erst bei einem Rollenabstand ähnlich dem, wobei früher die letztere Zuckung auftrat, und bei subjectiver Prüfung erhält man gar keinen Schlag mehr bei einem Rollenabstande, wo man bei der älteren Einrichtung sehr ansehnliche Wirkung vom Oeffnungsstrom verspürte. Immerhin reicht die Stromstärke für die grosse Mehrzahl der elektrophysiologischen Versuche aus, und sollte dies ausnahmsweise nicht der Fall sein, so bleibt es unbenommen, in jedem Augenblick zur älteren Einrichtung dadurch zurückzukehren, dass man die Verbindung $\alpha\beta S_1$ [378] abbricht, und die beiden Schrauben S und S_1 senkt, um die obere in den Bereich der Schwingungen der Feder zu bringen, die untere aus diesem Bereich zu entfernen.

Zweitens wird bei der neuen Einrichtung der Funke zwischen Stift und Platte auf den Trennungsfunken einer einfachen Kette beschränkt.[1] So wird nicht allein die mit der Funkenbildung verbundene Abnutzung der Berührungsstelle, sondern auch die Ungleichmässigkeit im Verlauf der

[1] Der Funke wird, freilich auf Kosten der Stromstärke in der Hauptrolle, ganz vermieden, wenn man zur Hauptrolle eine zweite dauernd geschlossene Nebenleitung von passendem Widerstand anbringt. Vergl. Wundt im Archiv für Anatomie u. s. w. 1859. S. 538. — [Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. S. 583.]

Ströme vermindert, welche daher rührt, dass sich dort, unter dem Einfluss des Funkens, die Gestalt der Metalle stets verändert. Während daher sonst, wenn bei spielender Feder die Nebenrolle allmählich der Hauptrolle genähert wurde, zuerst einzelne Zuckungen auftraten, welche von besonders raschen Oeffnungen der Kette herrührten, erhält man jetzt, sobald überhaupt Wirkung stattfindet, einen vergleichsweise stetigen Tetanus, so dass man in günstigen Fällen förmlich unter dem Maximum tetanisiren kann.

Endlich drittens ist die Gefahr, durch unipolare Wirkungen getäuscht zu werden, bei der Helmholtz'schen Einrichtung des Magnetelektromotors sehr vermindert, ja unter den gewöhnlichen Umständen, wie sich aus Hrn. Pflüger's Versuchen ergiebt,[1] als ganz beseitigt anzusehen.

[Beachtung verdient, dass bei dieser Einrichtung die Fernwirkung der Hauptrolle sehr viel grösser ist als bei der ursprünglichen. Dies ist die nothwendige Folge davon, dass bei der ursprünglichen Einrichtung das Verhältniss der Zeit, während welcher die Kette geschlossen ist, zu der, während welcher sie offen steht, ein sehr kleines ist, während bei der neuen Einrichtung, bei als gleich vorausgesetztem Spiele der Feder, das Verhältniss der Zeit, während welcher die Nebenschliessung den Strom in der Hauptrolle schwächt, zu der, während welcher diese Schwächung nicht stattfindet, ein eben so kleines ist.]

§. II. Bezeichnung der hier noch zu lösenden Aufgabe.

Beim Anstellen des obigen Versuches über den verschiedenen Rollenabstand, wobei jetzt die Zuckungen auftreten, zeigt sich, dass der Endnebenstrom nicht allein seine Ueberlegenheit in physiologischem Bezuge eingebüsst hat, sondern dass er sogar der minder wirksame, also der von langsamerem Verlauf, geworden ist. [Beim Tetanisiren eines Nerven überwiegt jetzt die Reihe elektrotonischer Stromzuwachse, welche von den Endströmen herrührt, weil diese die längeren und schwächeren werden.] Da so der Endnebenstrom gleichsam über das Ziel hinaus verzögert erscheint, entsteht die Frage, *ob sich nicht Umstände herstellen lassen, unter denen seine Verzögerung* [379] *auf dem richtigen Punkte stehen bleibe, und beide Ströme ganz gleichen Verlauf nehmen?*

Hr. Wundt, dem wir die einzigen bis jetzt über die neue Gestalt des Magnetelektromotors veröffentlichten Nachrichten verdanken, hat denn auch bereits die Behauptung aufgestellt, dass der inducirende Strom dann

[1] Vergl. Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 857.

mit vollkommen derselben Geschwindigkeit falle, mit der er ansteige, folglich auch der Verlauf der beiden Nebenströme vollkommen der nämliche werde, wenn der Widerstand der Nebenleitung gegen den der Rolle und den der Kette verschwinde.[1] Dies wäre eine Thatsache von erheblichem Belang. Eine Reihe der wichtigsten Versuche, die ich oben bereits andeutete, würde dadurch ausnehmend erleichtert und vereinfacht, da es nicht die mindeste Schwierigkeit hätte, die von Hrn. WUNDT angegebene Bedingung zu verwirklichen. Hr. WUNDT hat indess für seine Behauptung keinen Beweis mitgetheilt, und eine etwas genauere Prüfung lehrt, dass sie nicht richtig ist. Die Bedingung dafür, dass die Induction zu Anfang und zu Ende gleichen Verlauf nehme, oder für die Congruenz der diesen Verlauf darstellenden Curven, ist eine andere, und zwar schwieriger zu erfüllende, als die von Hrn. WUNDT bezeichnete.

Den zeitlichen Verlauf von Inductionsströmen zu bestimmen, ist mit Hülfe der von Hrn. HELMHOLTZ aufgestellten und durch den Versuch bewährten Grundsätze[2] im Allgemeinen leicht thunlich, nur dass man dabei sogar in sehr einfachen Fällen bereits auf unmässig verwickelte Ausdrücke geführt wird. Zwar wenn wir uns bloss an die Ermittelung jener Bedingung halten wollten, könnten wir die Aufgabe sehr vereinfachen dadurch, dass wir nur die Induction in der Hauptrolle betrachteten, ohne Rücksicht auf die Gegenwart einer Nebenrolle. Denn es ist deutlich, dass im Fall der Congruenz die Induction der Nebenrolle auf sich selber und deren Rückwirkung auf den Inducenten keinen Unterschied im Verlauf der Ströme herbeiführen können, weil sie nämlich selber gleich verlaufen. Inzwischen schien es mir wünschenswerth, das Problem etwas allgemeiner zu behandeln, um zugleich zu einer klaren Vorstel- [380] lung vom zeitlichen Verlauf der in einer Nebenrolle, wie auch der in der Hauptrolle bei Gegenwart einer Nebenrolle inducirten Ströme zu gelangen. Hr. HELMHOLTZ hat wohl bereits ganz allgemein die Aufgabe gelöst, den Verlauf der Induction in einer beliebig verzweigten Leitung anzugeben, worin sich beliebig vertheilt constante elektromotorische Kräfte und auf sich selber wie aufeinander einwirkende Rollen befinden.[3] Dieser Fall lässt sich auf den unsrigen zurückführen, wenn man sich die Nebenrolle so in eine Zweigleitung eingeschaltet denkt, dass sie von keinem merklichen Antheil des Kettenstromes durchflossen wird, am einfachsten, wenn man sie als eine am inducirenden Kreise zwischen Kette und Hauptrolle angebrachte Zweigleitung ansieht,

---

1 A. a. O. und S. 550.
2 POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1851. Bd. LXXXIII. S. 505.
3 A. a. O. S. 511—514.

und den Widerstand der zwischen ihren Enden begriffenen Strecke = 0 setzt. Indessen hat bisher weder der Schöpfer jener Theorie, noch meines Wissens sonst jemand, eine solche Anwendung davon veröffentlicht. Unsere Kenntniss des Verlaufes der Inductionsströme in Nebenrollen beschränkt sich zur Zeit noch auf einige von Hrn. Beetz ausgeführte Messungen,[1] und auf die von Hrn. Helmholtz, ausserhalb seiner allgemeinen Formel, für den Nebenstrom durch Oeffnen der Kette gegebene Bestimmung.[2] Ich glaube deshalb, dass die folgende Auseinandersetzung nicht als ganz überflüssig erscheinen werde. Ich habe dabei der angedeuteten Herleitung aus der allgemeinen Formel die selbständige Aufstellung der Gleichungen vorgezogen, indem so eine für uns zwecklose Verwickelung vermieden wird.

Wir betrachten zuerst nur einen inducirenden Kreis, in dem sich eine Kette, dem gegenüber sich ein inducirter Kreis befindet, und durch dessen Schliessung und Oeffnung die Induction geschieht. Es sei

A die elektromotorische Kraft der Kette;

w der Widerstand des inducirenden Kreises (der Hauptrolle und der Kette zusammengenommen);

w_0 der Widerstand des inducirten Kreises (der Nebenrolle [381] und etwa zwischen deren Enden begriffener Leiter zusammengenommen);

P das Potential der Hauptrolle auf sich selber;

Π das Potential der Nebenrolle auf sich selber; endlich

Q das Potential der beiden Rollen aufeinander.

Die Potentiale denke man sich überall noch mit der Inductionsconstanten (Hrn. Neumann's ε) multiplicirt, oder, was für uns auf Eins herauskommt, die Widerstände in einer solchen Einheit ausgedrückt, dass die Inductionsconstante = 1 wird.[3] Die Inductionskräfte der ausserhalb der Rollen gelegenen Kettentheile werden vernachlässigt.

Ferner wollen wir mit I die Stärke des von der Zeit unabhängig gewordenen inducirenden Stromes, mit I_a, I_e diese Stärke als Function der Zeit bezeichnen, je nachdem es sich um Anfang oder Ende oder um Steigen oder Fallen des Stromes handelt, gleichviel ob das Steigen oder Fallen die Folge sei des Schliessens oder Oeffnens des Kreises, wie in dem zunächst, oder des Oeffnens oder Schliessens einer Nebenleitung, wie in dem später zu zergliedernden Falle. Ebenso soll i_a, i_e die Stärke des in der Nebenrolle inducirten Stromes als Function der Zeit bezeichnen,

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CV. S. 514.

[2] A. a. O. S. 536. 537.

[3] Vergl. Kirchhoff in Poggendorff's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVI. S. 426; — Helmholtz ebendas. 1851. Bd. LXXXIII. S. 508.

je nachdem es sich um einen durch Anfang oder Ende, oder durch das Steigen oder Fallen des Hauptstromes inducirten Strom handelt, gleichviel natürlich wiederum wie die inducirende Stromschwankung herbeigeführt wurde; und in derselben Weise wollen wir die entsprechenden Hülfsgrössen, deren wir bedürfen werden, in jenen beiden Zeitabschnitten von einander unterscheiden.

Die Dauer des Schliessens und Oeffnens der Kette setzen wir stets = 0, d. h. wir nehmen keine Rücksicht darauf, dass in Wirklichkeit, auch ohne dass die Induction sich einmischt, der Strom nicht in einem untheilbaren Augenblick von Null bis zu der ihm durch die Ohm'sche Formel vorgeschriebenen Stärke anwächst, oder von dieser Höhe zu Null herabfällt, sondern dass, ganz abgesehen von Verzögerungen, welche im Wesen des elektrischen Vorganges liegen, unstreitig ein allmähliches Ab- [382] nehmen oder Wachsen des Widerstandes der Berührungsstelle die Natur eines solchen Sprunges überhebt.

Fig. 15.

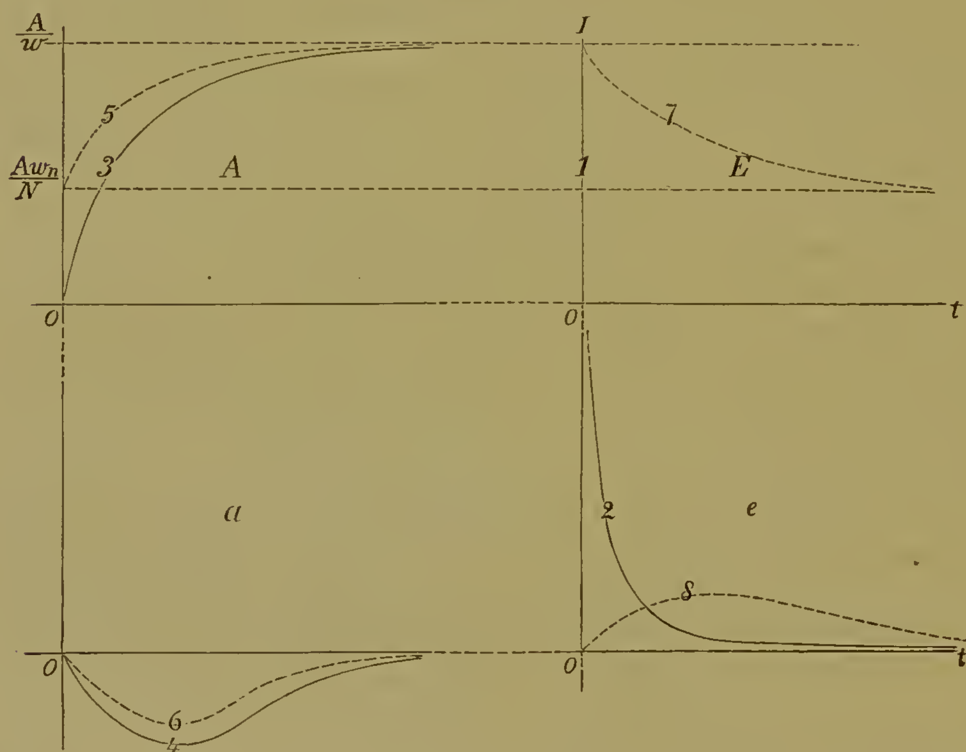


Fig. 15 ist bestimmt, die Verhältnisse, die sich uns im Folgenden darbieten werden, zu versinnlichen. Sie zeigt in ihren beiden oberen Abtheilungen A und E den Verlauf des Hauptstromes zu Anfang und Ende des Stromes, in ihren beiden unteren Abtheilungen a und e den des Nebenstromes in denselben Zeitabschnitten. Die den einzelnen Curven beigesetzten Zahlen entsprechen den arabischen Ordnungszahlen der da-

durch vorgestellten Gleichungen. Die ausgezogenen Curven beziehen sich auf den Fall der Schliessung und Oeffnung der Kette, die gestrichelten auf den der Oeffnung und Schliessung der Nebenleitung.

§. III. Induction in der Nebenrolle durch Oeffnen des inducirenden Kreises.

Was sich bei Oeffnung des inducirenden Kreises zutrage, ist, wie bemerkt, schon von Hrn. Helmholtz selber [383] aus den von ihm aufgestellten Grundsätzen abgeleitet worden. Wir nehmen an, dass der inducirende Strom in der Ordinate $0I = \frac{A}{w}$, die in Fig. 15 E mit 1 bezeichnet ist, zu Null herabfalle. Der inducirte Strom, sofern er die Oeffnung der Kette überdauert, rührt nur von secundärer Induction her, die die Nebenrolle auf sich selber ausübt; und da der Kettenkreis geöffnet ist, bleibt die Rückwirkung des inducirten Leiters auf den inducirenden ohne Einfluss auf den Vorgang, soweit wir ihn betrachten. Man hat

$$\dot{i}_e = -\frac{\Pi}{w_\sigma} \cdot \frac{di_e}{dt}.$$

Das Integral ist

$$\dot{i}_e = C \cdot e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi} t},$$

wo e die Basis der natürlichen Logarithmen und C die Integrationsconstante bedeuten. Letztere bestimmt sich, wenn man erwägt, dass

$$\int_0^\infty \dot{i}_e \, . \, dt = \frac{QI}{w_\sigma}$$

sein solle, zu

$$C = \frac{AQ}{w\Pi}.$$

Folglich ist

$$\dot{i}_e = \frac{AQ}{w\Pi} \cdot e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi} t}. \qquad (2)$$

Der Endnebenstrom hebt plötzlich an mit dem endlichen Werthe

$$\frac{AQ}{w\Pi},$$

der, unabhängig vom Widerstande des inducirten Kreises und vom

Potential der Hauptrolle auf sich selber, nach Umständen kleiner, oder, wie es in der Figur dargestellt ist, grösser ausfällt als die beständige Stärke I des Hauptstromes. Von diesem Anfangswerthe sinkt alsdann der Endstrom um so lang- [384] samer herab, je kleiner der Widerstand des inducirten Kreises und je grösser das Potential der Nebenrolle auf sich selber, um sich zuletzt asymptotisch der Zeit anzuschliessen. (Curve 2).

§. IV. Induction durch Schliessen des inducirenden Kreises.

Beim Schliessen des inducirenden Kreises gestaltet sich die Sache verwickelter. Der Vorgang im inducirenden Kreise setzt sich nämlich jetzt zusammen aus dem Strom der Kette, der Induction der Hauptrolle auf sich selber und der Rückwirkung der Nebenrolle auf die Hauptrolle, oder

$$I_a w = A - P \cdot \frac{dI_a}{dt} = Q \cdot \frac{di_a}{dt}.$$

Der Vorgang im inducirten Kreise setzt sich ebenso zusammen aus der Induction der Hauptrolle auf die Nebenrolle und aus der der letzteren Rolle auf sich selber, oder

$$i_a w_\sigma = - Q \cdot \frac{dI_a}{dt} - \Pi \cdot \frac{di_a}{dt}.$$

Man hat also zwei simultane Differentialgleichungen, welche nach gangbaren Regeln behandelt, zuerst die Form annehmen:

$$\frac{dI_a}{dt} - R_a I_a + S i_a = - T_a \qquad \text{(I)}$$

$$\frac{di_a}{dt} + U_a I_a - V i_a = W_a\,, \qquad \text{(II)}$$

wo R_a, S, T_a, U_a, V, W_a, wenn wir $Q^2 - P\Pi = \Delta$ setzen, constante Coëfficienten von folgender Bedeutung sind:

$$R_a + \frac{w\Pi}{\Delta},\quad U_a = \frac{wQ}{\Delta}$$

$$S = \frac{w_\sigma Q}{\Delta},\quad V = \frac{w_\sigma P}{\Delta}$$

$$T_a = \frac{A\Pi}{\Delta},\quad W_a = \frac{AQ}{\Delta}.$$

Nennen wir weiter von den beiden Wurzeln der Gleichung

$$\Phi_a^2\, U_a + \Phi_a\,(V - R_a) = S,$$

[385] nämlich

$$\Phi_a = - \frac{w_\sigma P - w\Pi}{2\,wQ} \pm \sqrt{\frac{w_\sigma}{w} + \left(\frac{w_\sigma P - w\Pi}{2\,wQ}\right)^2},$$

die mit positiver Wurzelgrösse ϱ_a Φ_{a_1}, die mit negativer Φ_{a_2}, und setzen wir

$$\Phi_{a_1} U_a - R_a = \frac{w_\sigma P + w\Pi - 2wQ\varrho_a}{2(P\Pi - Q^2)} = \Theta_{a_1},$$

$$\Phi_{a_2} U_a - R_a = \frac{w_\sigma P + w\Pi + 2wQ\varrho_a}{2(P\Pi - Q^2)} = \Theta_{a_2},$$

so erhalten wir das allgemeine vollständige Integral der obigen Differentialgleichungen in folgender Gestalt:

$$I_a = \frac{\Phi_{a_1}}{2\varrho_a}\left\{\frac{A}{w} - C_2 \cdot e^{-\Theta_{a_2} t}\right\} - \frac{\Phi_{a_2}}{2\varrho_a}\left\{\frac{A}{w} - C_1 \cdot e^{-\Theta_{a_1} t}\right\}$$

$$i_a = \frac{1}{2\varrho_a}\left\{C_2 \cdot e^{-\Theta_{a_2} t} - C_1 \cdot e^{-\Theta_{a_1} t}\right\},$$

wo e wiederum die Basis der natürlichen Logarithmen und C_1, C_2 die beiden Integrationsconstanten vorstellen. Zur Bestimmung der letzteren dienen die Beziehungen

$$I_a = 0 \text{ für } t = 0$$

$$\int_0^\infty i_a \cdot dt = -\frac{QI}{w_\sigma}.$$

Man findet $C_1 = C_2 = \frac{A}{w}$, und schliesslich

$$I_a = \frac{A}{2w\varrho_a}\left\{2\varrho_a + \Phi_{a_2} \cdot e^{-\Theta_{a_1} t} - \Phi_{a_1} \cdot e^{-\Theta_{a_2} t}\right\} \quad (3)$$

$$i_a = -\frac{A}{2w\varrho_a}\left\{e^{-\Theta_{a_1} t} - e^{-\Theta_{a_2} t}\right\} \quad (4)$$

Die Ordinate des Anfangsnebenstromes ist, wie man sieht, der negativ zu nehmende Unterschied der Ordinaten zweier Expo- [386] nentialcurven von gleichem Anfangswerthe, aber verschiedener Steilheit. Da $\Theta_{a_1} < \Theta_{a_2}$, ist dieser Unterschied positiv; der Anfangsnebenstrom hat die entgegengesetzte Richtung von der des Hauptstromes und des Endnebenstromes. Die Form der resultirenden Curve (4, Fig. 15. a) stimmt im Allgemeinen mit den oben S. 235 erwähnten Messungen des Hrn. Beetz; ein genauerer Vergleich ist natürlich nicht ausführbar. Für $t = 0$ ist $i_a = 0$, und

$$Q \cdot \frac{dI_a}{dt} = -\Pi \cdot \frac{di_a}{dt};$$

die Induction durch den entstehenden Nebenstrom hebt in dem inducirten Kreise die durch den entstehenden Hauptstrom im ersten Augenblicke gerade auf. Für $t = \infty$ schliesst sich die Curve der Abscissenaxe an. Dazwischen liegt ein Maximum. Setzt man in dem zweiten Differentialquotienten von i_a nach t $t = 0$, so erhält man einen positiven Werth; die Curve ist am Nullpunkt concav gegen die Abscissenaxe. Aus ihrem allmählichen Aufsteigen zu einem in endlicher Entfernung vom Nullpunkte gelegenen Maximum im Gegensatz zum plötzlichen Auftreten des Endnebenstromes in endlicher Grösse auf dem Nullpunkt selber erklärt sich die grössere physiologische Wirkung des letzteren.

Setzt man $t = 0$ in dem ersten Differentialquotienten von i_a nach t, so erhält man

$$-\frac{A\,Q}{P\Pi - Q^2}.$$

Dieser Werth, die Anfangssteilheit der Curve, ist absolut genommen um so grösser, je kleiner P, das Potential der Hauptrolle auf sich selber. Unter der Voraussetzung, dass bei grösserer Anfangssteilheit das Maximum früher eintrete, ist dies ein analytischer Ausdruck für die Thatsache, dass der Schliessungs- und Oeffnungsschlag sich um so weniger von einander unterscheiden, je weniger Windungen die Hauptrolle hat, und je lockerer gewickelt sie ist.

Die von Hrn. Henry beobachtete Annäherung des Schliessungsschlages an den Oeffnungsschlag durch Vergrösserung von w (s. oben S. 230) erklärt sich dadurch, dass alsdann, für $t = 0$, die negative Exponentialgrösse in der Klammer sich der Null, die positive der Einheit, der Coëfficient vor der Klammer aber dem Anfangswerthe des Oeffnungsstromes, $\frac{A\,Q}{w\,\Pi}$, nähert. Man sieht übrigens, dass sich diese Art, die physiologische Wirkung der beiden Schläge einander mehr gleich zu machen, für unsere Zwecke nicht eignet. [387]

In Bezug auf die Abhängigkeit von Q, welches am Magnetelektromotor durch das Verschieben des Schlittens geändert wird, ist hervorzuheben, dass es nicht als ein blosser Factor in den Ausdruck für i_a eingeht, wie in den für i_e (Gleichung 2), sondern auf eine viel verwickeltere Weise. Man schwächt also nicht allein den Anfangsnebenstrom, indem man die Nebenrolle von der Hauptrolle entfernt, sondern man verändert zugleich dessen Verlauf in der Art, dass das Maximum sich verschiebt; nach welchem Gesetze, werden wir an einem einfacheren Beispiel sehen.

Was den Verlauf des Hauptstromes betrifft, so steigt die ihn vorstellende Curve (Fig. 15. A. Curve 3), nach Aussage ihres zweiten Differentialquotienten nach t für $t = 0$, stets sofort concav gegen die

Abscissen an, um sich asymptotisch der beständigen Stärke anzuschliessen, die dem Strom unabhängig von der Induction zukommt. Ganz wie in dem einfachen, von Hrn. Helmholtz betrachteten Falle des Anfangsextrastromes bei Abwesenheit einer Nebenrolle,[1] geschicht dies, indem sich von einem von der Zeit unabhängigen Gliede, welches jene beständige Stärke darstellt, eine ursprünglich ihm gleiche, mit der Zeit asymptotisch schwindende Grösse abzieht, welche die Induction misst. Während aber in jenem Falle diese Grösse die Ordinate einer einzigen Exponentialcurve ist, haben wir es hier mit der Summe zweier solcher Ordinaten zu thun. Die Exponenten dieser beiden Glieder sind die nämlichen, die in dem Ausdruck für i_a vorkommen, allein die beiden Glieder erhalten hier im Allgemeinen verschiedene Anfangswerthe, indem das negative Glied mit Φ_{a_1}, das positive mit Φ_{a_2} multiplicirt ist. Da Φ_{a_1} unter allen Umständen einen positiven, Φ_{a_2} dagegen [388] einen negativen Werth hat, so sind beide Glieder negativ, und von dem beständigen Gliede abzuziehen. Man hat übrigens

$$\int_0^\infty \left(I_a - \frac{A}{w}\right) dt = -\frac{AP}{w^2}.$$

Der Nenner $P\Pi - Q^2 = -\Delta$, der in unseren Formeln eine grosse Rolle spielt, verdient eine besondere Berücksichtigung. Für $\Delta = 0$ würde für jeden endlichen Werth von t die Ordinate des Anfangsnebenstromes $= 0$, und für $t = 0$ unbestimmbar, da zwischen Δ und t keine Beziehung obwaltet.[2] Für $P\Pi < Q^2$ würde die Klammer negativ, also i_a positiv, was auch keinen Sinn bietet. Aehnliche Folgerungen ergeben sich für I_a. Allein schon das Nullwerden von Δ setzt, wenn man sich der Einfachheit halber beide Rollen als von genau gleicher Beschaffenheit, folglich $P = \Pi$ denkt, das Unmögliche voraus, dass die beiden Rollen denselben geometrischen Ort einnehmen. Nur in dem Falle würde dies annähernd verwirklicht, wo man sich die inducirenden Theile beider Kreise unter dem Bilde zweier congruent gekrümmten, einander überall fast bis zur Berührung genäherten linearen Leiter vorstellt, deren Querschnitt gegen die Dimensionen der von den Leitern begrenzten Figur verschwände. Aber völlig gleich, geschweige $>$ ($P = \Pi$) könnte Q selbst

[1] A. a. O. S. 510. 511.

[2] [Im Text ist übersehen, dass $\Delta = 0$ oder $P\Pi = Q^2$ von vorn herein zu denselben analytischen Folgen führt, die am Schluss des Paragraphen, S. 244, als Folge von $P = \Pi = Q$ sich angegeben finden.]

in diesem Falle nie werden. Inzwischen bliebe der Beweis zu führen übrig, dass allgemein Q^2 nie $=$, geschweige $> P\Pi$ werden könne.

Kaum bemerkt zu werden braucht endlich, dass so wenig für den Haupt- wie für den Nebenstrom die beiden Exponentialcurven eine andere als eine analytische Bedeutung haben, und dass sie nicht etwa getrennt die beiden Inductionen vorstellen, die in jeder Rolle stattfinden.

Eine grosse Vereinfachung in den Ausdrücken wird dadurch herbeigeführt, dass man $w = w_a$, $P = \Pi$ setzt, was verwirklicht würde, wenn man zwei gleiche Rollen von solchem Widerstande nähme, dass der Widerstand der Kette und der ausserwesentliche Widerstand im inducirten Kreise dagegen verschwänden. Alsdann wird $\varrho_a = 1$, $\Phi_{a_1} = +1$, $\Phi_{a_2} = -1$, oder vielmehr man bedarf der Hülfsgrösse Φ_a gar nicht mehr, um die Trennung der Variablen zu bewirken. Indem man die beiden [389] Gleichungen (I) und (II) S. 238, in welchen $R_a = V$, $U_a = S$ wird, das eine Mal addirt, das andere Mal von einander abzieht, und beziehlich $I_a + i_a$, $I_a - i_a =$ einer neuen Variablen setzt, erhält man

$$I_a = \frac{A}{2\,w}\left\{2 - e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \qquad (3^*)$$

$$i_a = -\frac{A}{2\,w}\left\{e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \qquad (4^*)$$

Hier lässt sich leicht zeigen, dass mit wachsendem P i_a abnimmt, d. h. der Verlauf der Curve ein mehr gestreckter wird; und die Untersuchung des Ausdruckes

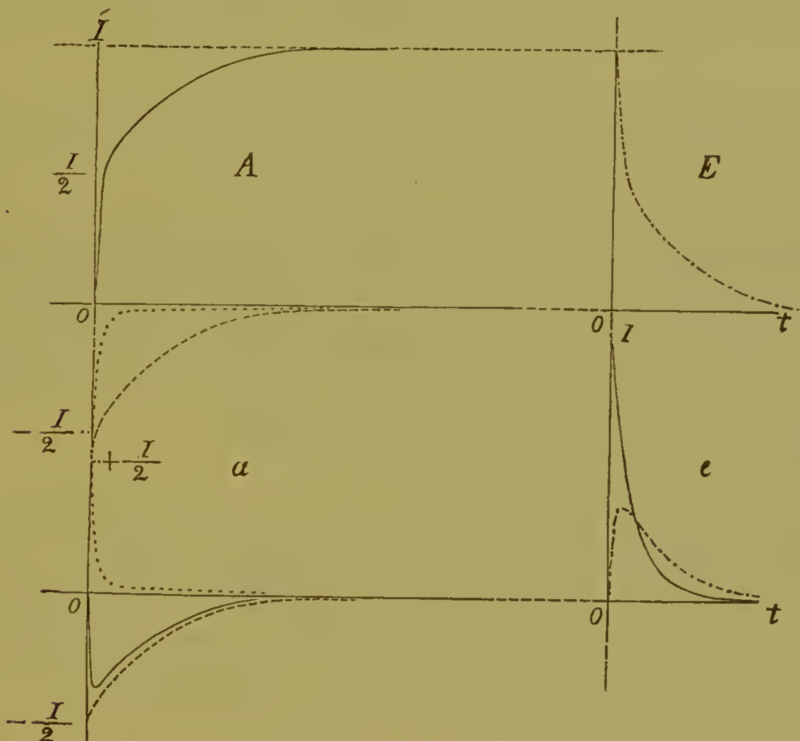
$$t_{max} = \frac{P^2 - Q^2}{2\,w\,Q}\ log.\ nat.\ \frac{P+Q}{P-Q},$$

welcher i_a zu einem Maximum macht, als Function von Q, lehrt, dass für Q sehr nahe gleich P, t_{max} sehr nahe $= 0$, dass mit sinkendem Q das Maximum sich vom Nullpunkt entfernt, und, immer langsamer fortrückend, für $Q = 0$ den Grenzwerth $\frac{P}{w}$ erreicht.

Fig. 16 zeigt, abermals in vier Abtheilungen A, E, a, e, was sich begiebt, wenn man in den vereinfachten Ausdrücken auch noch den Unterschied $P - Q$ immer kleiner werden lässt. Die gestrichelte Curve stellt in jedem Falle die erste, die punktirte die zweite der beiden Exponentialgrössen in der Klammer vor. Aus der algebraïschen Summation der Ordinaten dieser beiden Curven, zu denen im Fall des Haupt-

stromes noch die beständigen Ordinaten $I = \frac{A}{w}$ hinzutreten, entspringen die Ordinaten der ausgezogenen Curven des Stromverlaufes selber. Das Maximum der Curve des Anfangsnebenstromes ist, wie schon bemerkt, dicht an die Ordinatenaxe gerückt, und beträgt sehr nahe $-\frac{I}{2}$. Die Curve, in der der Hauptstrom ansteigt, hat ihrerseits [390] bei $+\frac{I}{2}$ einen stumpfen Knick, keine Discontinuität jedoch, dessen Entstehung aus der Figur deutlich wird. Die beiden Ströme heben also damit an, dass sie mit sehr grosser Steilheit in entgegengesetzter Richtung fast bis zur halben beständigen Stärke des Hauptstromes aufsteigen. Hier fährt zwar der Hauptstrom zu wachsen fort, nähert sich aber fortan viel lang-

Fig. 16.



samer seiner Grenze; der Nebenstrom dagegen fällt von seinem Maximum herab. Unter den gleichen Umständen nähert sich der Anfangswerth des Endnebenstromes

$$\frac{AQ}{w\Pi}$$

dem Werthe I, also dem doppelten des Maximums des Anfangsnebenstromes, so dass in diesem einfacheren Falle der Grund der Ueberlegenheit des Oeffnungsschlages über den Schliessungsschlag klar einleuchtet.

[391] Um diese durch ihre Einfachheit bemerkenswerthen Beziehungen zu verwirklichen, müsste man die beiden oben S. 241 beschriebenen Ringe, in und zwischen welchen die Induction stattfinden soll, einander sehr nahe bringen, und zugleich den Widerstand der übrigen Theile der beiden Kreise gegen den der Ringe verschwinden lassen. Dies scheint leicht ausführbar, indem man eine Rolle aus zwei dünnen und hinreichend langen Drähten wickelt, etwa wie das Gewinde eines Nervenmultiplicators, und den einen Draht als inducirenden, den anderen als inducirten benutzt.

Setzt man $Q = P = \Pi$, so wird wenigstens die zweite Exponentialgrösse wiederum auf dem Nullpunkt unbestimmbar, und die beiden simultanen Differentialgleichungen kann man auf eine solche Gleichung und eine Gleichung zwischen den Functionen selber zurückführen, woraus sich nicht mehr zwei getrennte Gleichungen zwischen den Variablen und der Zeit mit zwei willkürlichen Constanten herleiten lassen.

§. V. Induction durch Oeffnen einer Nebenleitung zur Hauptrolle.

Wir gehen nun zur Behandlung des Falles über, der uns hier eigentlich interessirt, desjenigen nämlich, wo statt durch Schliessen und Oeffnen des inducirenden Kreises, die positiven und negativen Schwankungen in der Hauptrolle durch Oeffnen und Schliessen einer Nebenleitung bewirkt werden. Wir haben am inducirenden Kreise fortan die Widerstände dreier Leitungen zu unterscheiden,

den der Kette, welcher w_k,

den der Nebenleitung, welcher w_n, und

den des Zweiges, der die Hauptrolle enthält, welcher w_s

heissen soll. Die KIRCHHOFF'sche Combination[1] dieser Widerstände, $w_k w_n + w_n w_s + w_k w_s$, heisse N, Ξ aber eine andere häufig auftretende Combination derselben Grössen, nämlich der Unterschied

$$\frac{1}{w_k + w_s} - \frac{w_n}{N},$$

[392] der, mit A multiplicirt, die durch das Schliessen der Nebenleitung in der Hauptrolle bewirkte Stromabnahme misst.

Da das Oeffnen der Nebenleitung dieselben Verhältnisse herstellt, wie das Schliessen der Kette im vorigen Paragraphen, so bleiben unsere Ausdrücke unverändert bis zur Constantenbestimmung, nur dass für w

1 POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1847. Bd. LXXII. S. 497.

überall $w_k + w_s$ zu setzen ist. Für die Constantenbestimmung aber gelten hier die Bedingungen

$$I_a = \frac{A \,.\, w_n}{N} \text{ für } t = 0,$$

$$\int_0^\infty i_a \,.\, dt = - \frac{A Q \Xi}{w_\sigma}$$

Man findet $C_1 = C_2 = A\Xi$, und demgemäss

$$I_a = \frac{A}{2(w_k + w_s)\varrho_a} \left\{ 2\varrho_a + \frac{w_k w_s}{N} \left(\Phi_{a_2} \,.\, e^{-\Theta_{a_1} t} - \Phi_{a_1} \,.\, e^{-\Theta_{a_2} t} \right) \right\} \quad (5)$$

$$i_a = - \frac{A\Xi}{2\varrho_a} \left\{ e^{-\Theta_{a_1} t} - e^{-\Theta_{a_2} t} \right\} \quad (6)$$

§. VI. Induction durch Schliessen einer Nebenleitung zur Hauptrolle.

Bei dem Schliessen einer Nebenleitung zur Hauptrolle bleibt der Gang der Rechnung derselbe, aber bereits die Constanten der simultanen Differentialgleichungen werden zum Theil andere. Man hat nämlich zwar noch

$$i_e w_\sigma = - Q \,.\, \frac{dI_e}{dt} - \Pi \,.\, \frac{di_e}{dt},$$

allein die andere Gleichung lautet jetzt

$$I_e N = A w_n - (w_k + w_n)\; P \,.\, \frac{dI_e}{dt} - (w_k + w_n)\; Q \,.\, \frac{di_e}{dt}.$$

Demgemäss wird

$$R_e = \frac{N\Pi}{(w_k + w_n)\,\Delta}, \qquad U_e = \frac{NQ}{(w_k + w_n)\,\Delta},$$

[393]

$$T_e = \frac{w_n A\Pi}{(w_k + w_n)\,\Delta}, \qquad W_e = \frac{w_n AQ}{(w_k + w_n)\,\Delta};$$

S und V behalten ihre Bedeutung. Die Hülfsgrösse Φ nimmt die Form an:

$$\Phi_{e_1} = - \frac{w_\sigma (w_k + w_n)\, P - N\Pi}{2\, NQ}$$

$$\pm \sqrt{\frac{w_\sigma (w_k + w_v)}{N} + \left\{ \frac{w_\sigma (w_k + w_n)\, P - N\Pi}{2\, NQ} \right\}^2}.$$

$\Theta_{e_1} = \Phi_{e_1} U_e - R_e$, $\Theta_{e_2} = \Phi_{e_2} U_e - R_e$ berechnen sich diesmal beziehlich zu

$$\frac{N\Pi + w_o(w_k + w_n)\, P \mp 2\, NQ\varrho_e}{2\,(w_k + w_n)\,(P\Pi - Q^2)},$$

wo ϱ_e die neue Wurzelgrösse vorstellt.

Das allgemeine vollständige Integral heisst:

$$I_e = \frac{\Phi_{e_1}}{2\,\varrho_e}\left\{\frac{Aw_n}{N} - C_2 \,.\, e^{-\Theta_{e_2} t}\right\} - \frac{\Phi_{e_2}}{2\,\varrho_e}\left\{\frac{Aw_n}{N} - C_1 \,.\, e^{-\Theta_{e_1} t}\right\}.$$

$$i_e = \frac{1}{2\,\varrho_e}\left\{C_2 \,.\, e^{-\Theta_{e_2} t} - C_1 \,.\, e^{-\Theta_{e_1} t}\right\}$$

Die beiden Integrationsconstanten C_1 und C_2 bestimmen sich durch

$$I_e = \frac{A}{w_k + w_s} \text{ für } t = 0,$$

$$\int_0^\infty i_e \,.\, dt = \frac{AQ\Xi}{w_a}.$$

Man findet $C_1 = C_2 = -A\Xi$, und schliesslich

$$I_e = \frac{A}{2\,N\varrho_e}\left\{2\,w_n\varrho_e + \frac{w_k w_s}{w_k + w_s}\left(\Phi_{e_1} \,.\, e^{-\Theta_{e_2} t} - \Phi_{e_2} \,.\, e^{-\Theta_{e_1} t}\right)\right\} \quad (7)$$

$$i_e = \frac{A\Xi}{2\,\varrho_e}\left\{e^{-\Theta_{e_1} t} - e^{-\Theta_{e_2} t}\right\} \quad (8)$$

[394] Der Sinn dieser Formeln ist folgender. Bei geschlossener Nebenleitung hat der Kettenstrom in der Hauptrolle die Stärke $\frac{Aw_n}{N}$. Beim Oeffnen der Nebenleitung steigt er von hier zur Stärke $\frac{A}{w_k + w_s}$ nach einem ähnlichen Gesetze an, wie früher vom Nullpunkte (Fig. 15. A, Curve 5). Der Verlauf des Nebenstromes (Fig. 15. a, Curve 6) ist auch ähnlich dem beim Schliessen der Kette, nur dass, da die Stromschwankung kleiner ist, auch der Flächenraum abgenommen hat, den die Curve mit der Abscissenaxe begrenzt. Beim Schliessen der Nebenleitung fügt sich diesmal der Extrastrom, dessen Verlauf durch die beiden Exponentialglieder dargestellt wird, zum beständigen Strome $\frac{Aw_n}{N}$ hinzu, so dass

der Hauptstrom nicht mehr plötzlich, sondern allmählich abfällt und sich asymptotisch der Geraden $\frac{Aw_n}{N}$ nähert, von der er ausging (Fig. 15. *E*, Curve 7). Der Endnebenstrom aber hat nunmehr einen dem des Anfangsnebenstromes ähnlichen Verlauf (Fig. 15. *e*, Curve 8).

Für $t = 0$ findet man

$$\frac{di_a}{dt} > \frac{di_e}{dt}.$$

Das Verhältniss, wie es die durch Schliessen und Oeffnen der Kette inducirten Ströme i_a und i_e bieten, hat sich also hier, nach der Anfangssteilheit zu urtheilen, umgekehrt. Der Anfangsnebenstrom hat den rascheren und steileren Verlauf, wie es in der Figur zu sehen ist. Dies ist, wie man sich erinnert, genau der Erfolg, den wir oben S. 233 mittels des stromprüfenden Schenkels beobachtet haben.

§. VII. Bedingungen der Congruenz der Anfangs- und Endinduction.

Es handelt sich nun darum, die Bedingungen auszumitteln, unter denen dieser Unterschied zwischen dem Verlaufe der beiden Ströme, wie er durch die Gleichungen (6) und (8) ausgesprochen ist, verschwindet. Dies wird dann der Fall sein, wenn ϱ_a, Θ_{a_1}, Θ_{a_2} beziehlich $= \varrho_e$, Θ_{e_1}, Θ_{e_2}. Untersucht man diese [395] Ausdrücke, so zeigt sich, dass deren Unterschied darauf hinausläuft, dass in ϱ_e . . . überall $\frac{w_k + w_n}{N}$ steht, wo $\frac{1}{w_k + w_s}$ in ϱ_a . . . Die Bedingung der Congruenz von i_a und i_e ist also, dass

$$w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n} \qquad \text{(III)}$$

Man sieht sogleich, dass Hrn. Wundt's Angabe entgegen, dieser Gleichung durch $w_n = 0$ nicht Genüge geschieht. Dagegen $w_k = 0$ würde die Gleichung erfüllen. Allein $w_k = 0$ macht zugleich $\Xi = 0$, und in der That würde, wenn der Widerstand der Kette gegen den der Rolle und den der Nebenleitung verschwände, das Anbringen und Entfernen der letzteren nach bekannten Grundsätzen gar keine Stromschwankung in der Rolle bewirken, so dass alsdann keine Induction stattfände. Setzt man dagegen w_k und w_n zugleich Null, oder auch w_n verschwindend gegen w_k, w_k verschwindend gegen w_s, so ist die Gleichung (III) erfüllt,

und die Induction besteht fort, denn Ξ nimmt im ersten Falle den Werth an

$$\frac{w_k}{w_s\,(w_k + w_n)},$$

im zweiten diesen

$$\frac{1}{w_s}.$$

Da aber

$$\frac{1}{w_s} > \frac{1}{w_s} \cdot \frac{w_k}{w_k + w_n},$$

so ist die letztere Anordnung vorzuziehen. Sie wird sich übrigens gewöhnlich ganz von selber hergestellt finden.

Dass auch die Extraströme im inducirenden Kreise durch die nämliche Gleichsetzung einen identischen Verlauf annehmen, braucht kaum bemerkt zu werden.

Es ergiebt sich zugleich, dass zum Zweck einer bequemeren Untersuchung des verschiedenen Verlaufes von i_a und i_e keine Vereinfachung getroffen werden kann, gleich der, welche uns die Ausdrücke (3*) und (4*) lieferte. Damit eine solche [396] Vereinfachung eintrete, müsste, ausser $P = \Pi$, $w_\sigma\,(w_k + w_n) = N$, und auch $w_\sigma = w_k + w_s$, also

$$w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n}$$

werden. Dies ist aber gerade die Bedingung, welche die Congruenz von i_a und i_e herbeiführt, so dass es alsdann keinen Unterschied dieser Curven mehr zu untersuchen giebt.

Setzt man in 5, 6, 7, 8 $P = \Pi$, $w_\sigma = w_s$ und $w_n : w_k$, $w_k : w_s = \infty$, so erhält man

$$I_{a,e} = \frac{A}{2\,w_s}\left\{2 \pm e^{-\frac{w_s}{P+Q}t} \pm e^{-\frac{w_s}{P-Q}t}\right\};$$

$$i_{a,e} = \pm\frac{A}{2\,w_s}\left\{e^{-\frac{w_s}{P+Q}t} - e^{-\frac{w_s}{P-Q}t}\right\}.$$

Das obere Zeichen bezieht sich auf die Anfangs-, das untere auf die Endinduction. Die Ausdrücke für I_a, i_a sind, wie man sieht, einerlei mit (3*) und (4*). Für Q sehr nahe $= P$ werden sie daher gleichfalls durch die Abtheilungen A und a der Fig. 16 dargestellt. Für die Endinduction sind die entsprechenden Curven, aus abwechselnden Strichen

und Punkten zusammengesetzt, in den Abtheilungen E und e eingetragen. So also würden die Ströme verlaufen, wenn man in dem inducirenden Drahte des oben S. 244 erwähnten Doppelgewindes den Strom herstellte und abbräche statt durch Schliessen und Oeffnen der Kette von verschwindendem Widerstande, durch Oeffnen und Schliessen einer Nebenleitung zu jenem Draht, deren Widerstand wiederum gegen den der Kette verschwände.

§. VIII. Andere Ableitung der Congruenzbedingungen.

Man kann die analytisch entwickelten Bedingungen der Congruenz von i_a und i_e auch durch folgende Betrachtung ableiten. Der Anfangsextrastrom von der Stärke E_a findet zwischen den Enden der Rolle den Widerstand w_k, der Endextrastrom von der Stärke E_e nur den

[397]
$$\frac{w_k w_n}{w_k + w_n}.$$

Man hat demgemäss

$$\int_0^\infty E_a\, dt = \int_0^\infty \left(I_a - \frac{A}{w_k + w_s}\right) dt = -\frac{AP\Xi}{w_s + w_k}, \qquad \text{(IV)}$$

$$\int_0^\infty E_e\, dt = \int_0^\infty \left(I_e - \frac{Aw_n}{N}\right) dt = \frac{AP\Xi}{w_s + \dfrac{w_k w_n}{w_k + w_n}}, \qquad \text{(V)}$$

wo der erstere Werth der absolut kleinere ist. Die Anfangsordinate des Extrastromes ist aber in beiden Fällen die gleiche, nämlich, ohne Rücksicht auf das Zeichen, $A\Xi$. Wegen seines kleineren Integralwerthes muss also der Anfangsextrastrom steiler abfallen, und deshalb ist der Anfangsnebenstrom in der Nebenrolle gleichfalls der steilere. Sollen die Nebenströme congruent werden, so müssen es auch die Extraströme, und deren Integralwerthe in (IV) und (V) einander gleich. Damit dies geschehe, müssen die Extraströme gleiche Widerstände zu überwinden haben, d. h. es muss

$$w_{s_1} + w_k = w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n} \qquad \text{(III)}$$

sein. Diese Bedingung wird durch $w_k = 0$ erfüllt, weil es alsdann für einen von der Rolle ausgehenden Strom gleichgültig ist, ob noch eine andere Bahn w_n von beliebigem Widerstand hinzutritt oder nicht. Weshalb dies nicht genüge, sondern nun auch $w_n = 0$, wo möglich von

noch höherer Ordnung als w_k, zu setzen sei, war bereits oben aus allgemeinen Grundsätzen hinreichend klar.

Man kann diese Beziehungen auch noch so zusammenfassen. Der Unterschied zwischen i_a, i_e kommt, wie wir sahen, darauf zurück dass, abgesehen von dem gemeinschaftlichen Factor Ξ,

$$\frac{1}{w_s + w_k}$$

in dem ersten Ausdruck ersetzt ist durch

[398] $$\frac{w_k + w_n}{N} = \frac{1}{w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n}}$$

in dem zweiten. Dasselbe gilt für E_a, E_e. Die Nenner $w_s + w_k$ und $w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n}$, wodurch sich somit die Ausdrücke für die Anfangs- und für die Endinduction unterscheiden, sind aber sichtlich nichts, als die Widerstände auf der Bahn der beiden Extraströme. Nennt man diese Widerstände W_a, W_e, so hat man $i_a, i_e = -f(W_a), f(W_e)$, $E_a, E_e = -F(W_a), F(W_e)$, und für $W_a = W_e$ daher $-i_a = i_e$, $-E_a = E_e$.

§. IX. Versuche zur Bestätigung der Theorie.

Ich habe nicht unterlassen, mich, so gut ich konnte, durch den Versuch der Richtigkeit des theoretischen Ergebnisses zu versichern. Ich besass zwar nicht die Mittel, auch lag es nicht in meinem Plane, dies durch förmliche Messungen, gleich denen des Hrn. Beetz, zu thun. Allein wir haben in dem stromprüfenden Froschschenkel ein Reagens von ausserordentlicher Feinheit für den zeitlichen Verlauf von Strömen, womit wir freilich nicht diesen Verlauf in jedem Falle scharf bestimmen, bei der gegenwärtigen Sachlage aber doch mit grosser Wahrscheinlichkeit entscheiden können, ob die Ströme, unter den von der Theorie geforderten Bedingungen, wirklich congruent werden oder nicht. Fallen, bei Herstellung dieser Bedingungen, die Zuckungen durch Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung bei gleicher Richtung der Ströme im Nerven gleich stark aus, oder verschwinden sie bei dem gleichen Rollenabstande, so ist kaum zu zweifeln, dass unsere Theorie richtig sei.

Ich verfuhr folgendermaassen. Mit dem einen Ende der Hauptrolle eines Schlitten-Magnetelektromotors, aus der das Drahtbündel entfernt

war, verband ich einen Stöpsel-Rheostat von SIEMENS und HALSKE,[1] der einen Widerstand von einer bis 99 Meilen Telegraphendraht zu entfalten erlaubt. Das andere Ende der Rolle und des Rheostats verknüpfte ich mit einer [399] GROVE'schen Kette der grösseren Art, deren verdünnte Schwefelsäure im Verhältniss von 1 : 10 gemischt war. Eine möglichst kurze Nebenleitung zur Rolle und zum Rheostat konnte in Quecksilber geschlossen und geöffnet werden. Die Nebenströme führte ein Paar meiner unpolarisirbaren Zuleitungsröhren mit Thonstiefeln, wie man sie in Jena passend genannt hat (s. oben S. 163), im feuchten Raume des PFLÜGER'schen Myographions dem Nerven eines Gastroknemius zu, der seine Zuckungen auf der berussten Glasplatte verzeichnete. Endlich ein Stromwender erlaubte den beiden Nebenströmen im Nerven die gleiche Richtung zu ertheilen. Dass bei dieser Anordnung zugleich mit w_s auch P vergrössert wurde, weil nämlich der Neusilberdraht des Rheostats in Rollen aufgewickelt ist, konnte die Congruenz, falls sie überhaupt zu Stande kam, nicht beeinträchtigen.

War der Rheostat auf Null gestellt, und es wurde die Nebenrolle allmählich der Hauptrolle genähert, so erschien, dem oben S. 233 Gesagten gemäss, zuerst bei etwa 20 cm Rollenabstand die Anfangszuckung bei aufsteigendem, dann wenige Millimeter näher die bei absteigendem Strome. Der aufsteigende Strom hat vermuthlich die Oberhand, weil nach Hrn. PFLÜGER's Ermittelungen die Schliessungszuckung dieses Stromes es ist, die bei allmählich gesteigerter Stromstärke zuerst erscheint,[2] die Nebenströme aber, weil sie steiler anheben als abfallen, in ihrer zuckungerregenden Wirkung dem Schliessen eines beständigen Stromes vergleichbar sind, wie schon Hr. ROSENTHAL aus anderen Gründen erschlossen hat.[3] Etwa 4 cm näher folgten dann ebenso nahe aufeinander die Endzuckung bei aufsteigendem und die bei absteigendem Strome. Wurde der Rheostat auf mehr als 12 Meilen gestellt, so erfolgte selbst bei ganz aufgeschobener Rolle keine Zuckung. Bei 12 Meilen war sie da, und es war sichtlich der Unterschied zwischen der Anfangszuckung und der Endzuckung bei gleicher Stromrichtung sehr vermindert; inzwischen hatte die Anfangszuckung noch ein geringes Uebergewicht.

---

[1] W. SIEMENS in POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 75. Taf. I. Fig. 4. — [Das hier von mir benutzte Exemplar besass noch nicht die oben S. 190 erwähnte Einrichtung der Rollen, daher die Bemerkung am Schlusse des Absatzes.]

[2] Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 455.

[3] Die Fortschritte der Physik im Jahre 1859. Dargestellt von der physikalischen Gesellschaft zu Berlin. Berlin 1861. S. 532. 533.

[400] Ich ging deshalb zu einem grösseren Magnetelektromotor über, den ich vor mehreren Jahren bei den Hrn. SIEMENS und HALSKE hatte bauen lassen, um die Angaben der Hrn. AUBERT und VON TSCHISCHWITZ über die Reizung des centralen Vagusstumpfes zu prüfen.[1] Die Hauptrolle dieses Apparates hat etwa 200, die Nebenrolle 9845 Windungen. Hier erhielt ich, auch bei 99 Meilen Telegraphendraht im Stromzweig der Hauptrolle, Zuckung noch bei gehörigem Rollenabstande, und unter gewissen Bedingungen nunmehr wirklich von völlig gleicher Grösse durch beide Ströme.

Dieser Bedingungen waren im Wesentlichen zwei. Erstens musste die Stromrichtung im Nerven dieselbe bleiben, d. h. also jedesmal zwischen Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung die Wippe des Stromwenders umgelegt werden. Sonst machte sich das Gesetz der Zuckungen in der Art geltend, dass gleichviel ob es sich um Anfangs- oder um Endstrom handelte, der aufsteigend gerichtete unter den beiden Strömen früher Zuckung bewirkte als der absteigende; im Gegensatz zu dem Verhalten beim Stande des Rheostats auf Null, wo unabhängig von der Stromrichtung die Zuckung durch den Anfangsstrom stets um mehrere Centimeter der durch den Endstrom vorhergeht.

Die zweite Bedingung bezieht sich auf die Geschwindigkeit, womit das Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung bewerkstelligt wird. Durch rascheres Eintauchen des verquickten Kupferhakens in das Quecksilber konnte nämlich der Endzuckung, durch rascheres Herausziehen der Anfangszuckung das Uebergewicht verschafft werden. Ebenso wirkte rascheres Handhaben des Bügels eines Schlüssels, wenn das Quecksilbernäpfchen mit seinen Kupferhaken durch einen solchen ersetzt wurde. Es ist somit klar, dass die Veränderungen des Widerstandes, welche der gänzlichen Trennung der Metalle an der Berührungsstelle voraufgehen, oder deren erste Berührung noch folgen, nicht so ganz zu vernachlässigen sind, wie wir es gethan haben. Die oben S. 236 gemachte Voraussetzung, dass diese Veränderungen in einer verschwindend kurzen Zeit vor sich gehen, trifft nicht ohne Weiteres zu.[2] Ohne Zweifel wird [401] durch diesen Umstand die Ordinate von I_a in der Nähe des Nullpunktes verkleinert, so dass vielleicht die Curve statt concav, zuerst convex gegen die Abscisse anhebt, während die Ordinate von I_e durch denselben Umstand zuerst vergrössert wird, und die Curve anfangs noch concav gegen die Abscisse sein mag. Dadurch wird auch die

[1] Vergl. ROSENTHAL, die Athembewegungen und ihre Beziehungen zum Nervus vagus. Berlin 1862. S. 32.

[2] Vergl. HELMHOLTZ, a. a. O. S. 538.

Gestalt der Curven i_a und i_e verändert werden, und deren Congruenz erhalten sein nur unter bestimmten Bedingungen für die Geschwindigkeit des Schliessens und Oeffnens der Nebenleitung, die im Allgemeinen sich nur zufällig, wenn je, erfüllt finden werden. Diese Veränderungen müssen aber deshalb die Zuckung gleich merklich beeinflussen, weil sie den Anfang der Curven, also deren steilsten, und somit physiologisch wirksamsten Theil betreffen. Das beste Mittel, diesem Uebelstande abzuhelfen, wäre, der Nebenleitung einen solchen Widerstand zu ertheilen, dass jene Veränderungen davon nur noch einen verschwindenden Bruchtheil betrügen.[1] Leider ist dies Mittel hier nicht anwendbar, weil w_n gegen w_s, wo möglich sogar gegen w_k, verschwinden soll. Es bleibt also nichts übrig, als jene Veränderungen, da sie der Grösse nach gegeben sind, der Zeit nach zu beschränken, und ihre Dauer dem durch die Natur der Sache bedingten Grenzwerth nahe zu bringen, indem man das Schliessen und Oeffnen möglichst rasch vollzieht. Verfährt man so, so erhält man bei gleicher Stromrichtung oft lange Reihen genau gleich hoher Anfangs- und Endzuckungen, zum Zeichen, dass nunmehr, allem Ermessen nach, die beiden Ströme wirklich congruent sind.

Bei Betrachtung des zeitlichen Verlaufes der Induction die Gegenwart von Eisen in der Hauptrolle in Rechnung zu ziehen, gestattet der Zustand unserer Kenntnisse insofern noch nicht, als wir hinsichtlich der Beziehung zwischen der Stärke eines veränderlichen Stromes und dem dadurch erregten Magnetismus meines Wissens auf die empirischen Bestimmungen des Hrn. Beetz beschränkt sind.[2] Ich wollte aber doch prüfen, was von praktischer Wichtigkeit ist, wie sich die obigen Versuche gestalten würden, wenn ich in die Hauptrolle ein Drahtbündel brächte, womit man sie gewöhnlich anzuwenden pflegt. [402] Dass die im Eisen als Leiter inducirten Ströme die einmal hergestellte Congruenz nicht stören würden, war von vorn herein sicher, erstens, weil sie bei hinreichender Dünne und guter Isolirung der Drähte kaum in Betracht kommen,[3] zweitens aber und vornehmlich, weil sie selber congruent ausfallen. Dagegen war es fraglich, ob auch der Magnetismus der Drähte die Congruenz würde bestehen lassen. Dazu müsste er mit derselben Geschwindigkeit entstehen und vergehen, was zwar bei der Langsamkeit der Stromschwankungen, um die es sich hier handelt, recht gut möglich schien, jedoch zu versuchen stand.

---

[1] Vergl. Helmholtz, a. a. O. S. 517.
[2] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CV. S. 516 ff.
[3] Vergl. Helmholtz, a. a. O. S. 535. 536.

Man kann sich, wegen der durch den Eisenkern vermittelten grösseren Stärke der Wirkungen, dabei wieder eines gewöhnlichen Magnetelektromotors bedienen. Bei dem Stande des Rheostats auf Null überwiegt die Anfangszuckung durch Oeffnen der Nebenleitung. Bei 50 Meilen Telegraphendraht im Stromzweig der Hauptrolle bleibt selbst bei ganz aufgeschobener Nebenrolle jede Zuckung aus. Bei 40 Meilen waren dagegen die Zuckungen noch in geeigneter Stärke vorhanden, und erschienen, unter denselben Bedingungen wie vorhin, völlig so gleichmässig wie ohne Eisenkern. Dieser schien daher unter den obwaltenden Verhältnissen die Congruenz der Ströme nicht merklich zu beeinträchtigen. Genau genommen folgte dies schon aus den früheren Versuchen, indem auch dabei, trotz der Entfernung der Drähte aus der Hauptrolle, noch etwas Eisen mit im Spiele war, der kleine Elektromagnet nämlich der Magnetelektromotore.

§. X. Schlussbemerkungen.

Man darf es somit als hinreichend gewiss ansehen, dass man mittels des angegebenen Kunstgriffes sich congruente Wechselströme verschaffen könne. Was aber dessen Anwendung zum Tetanisiren betrifft, so stösst man dabei auf erhebliche Schwierigkeiten.

Erstens sind, wie wir sahen, die Ströme, die man ohne Eisenkern von den gewöhnlichen Magnetelektromotoren bei Einschaltung solcher Widerstände erhält, dass der der Kette da- [403] gegen verschwindet, zu schwach um Zuckung zu bewirken. Zweitens versagt der Elektromagnet dieser Vorrichtungen dabei seine Dienste, d. h. die Feder spielt nicht mehr. Diesen Uebelständen liesse sich allenfalls begegnen, indem man die ganze Drahtlänge, deren man als Widerstand bedarf, zu Windungen der Hauptrolle und des Elektromagnetes verwendete.

Allein drittens fragt es sich, ob unter den Umständen, wo einzelne Schliessungen und Oeffnungen congruente Induction liefern, die Congruenz auch beim Spiel der Feder noch stattfinden würde. Dies setzt, wie sich zeigen lässt, voraus, dass während des Anliegens der Feder am Stift und während ihrer Excursion vom Stift fort und zurück, der Strom jedesmal Zeit habe, sich der ihm durch die Ohm'sche Formel vorgeschriebenen Stärke bis auf eine unmerkliche Spur zu nähern. Nun wird aber die Feder sich stets früher vom Stift lösen, als der Elektromagnet seine ganze Kraft eingebüsst hat, oder als der Endextrastrom vorüber ist. Zwischen der Dauer des Anfangsextrastromes und der

einer Excursion der Feder herrscht gar keine Beziehung. Da jedoch unsere Magnetelektromotore, nach einer Bestimmung von Hrn. Helmholtz, 150—300 mal in der Secunde den Kreis öffnen,[1] der Theil von i_a bis zum Maximum in Hrn. Beetz' Versuchen aber allein 0″·010—12 dauerte,[2] so ist kaum zweifelhaft, dass auch für den Anfangsextrastrom jene Bedingung nicht erfüllt sei. Jedenfalls müsste man, um mit congruenten Wechselströmen eines Magnetelektromotors zu tetanisiren, diesen so einrichten, dass man die Zahl der Unterbrechungen in der Secunde bis zu der Grenze verringern könnte, wo der Tetanus aufhört stetig zu sein, und dass zugleich die Dauer des Schlusses der Nebenleitung der ihrer Oeffnung möglichst gleich wäre.

Wie dies am besten zu machen gehe, mag hier unerörtert bleiben. Bemerkt sei nur, dass das Princip des Halske'schen Unterbrechers,[3] den man so einstellen kann, dass er die Kette nur etwa dreimal in der Secunde öffnet, sich nicht auf die Unterbrechung einer Nebenleitung anwenden lässt, weil die [404] Hülfsfeder, anstatt die Wirkungszeit des Elektromagnets zu verlängern, sie vielmehr abkürzen würde.

Bei der Schwierigkeit, hinsichtlich der Erfüllung der obigen Bedingung zu einiger Gewissheit zu gelangen, thäte man vielleicht besser, auf den Gebrauch einer selbstthätig unterbrechenden Vorrichtung zu verzichten, und sich der durch ein Uhrwerk gedrehten Saxton'schen Maschine, oder eines ebenso bewegten Systems von Unterbrechungsrädern zu bedienen, wodurch von den Schlägen einer voltaëlektrischen Inductionsvorrichtung die eine Reihe abgeblendet würde, die übrigbleibenden aber abwechselnde Richtung erhielten. Dies wird geleistet durch ein Unterbrechungsrad mit einer stetig schleifenden und einer aussetzenden Feder, welches an einer und derselben isolirenden Axe mit einem Poggendorff'schen Inversorrade angebracht ist. Jenes ist in den inducirenden, dieses in den inducirten Kreis eingeschaltet. Beide haben die gleiche Anzahl leitender und nichtleitender Zähne, sind aber gegen einander um eine halbe Zahnbreite so verstellt, dass, wenn an dem einfachen Unterbrechungsrade die aussetzende Feder gerade auf Metall geräth oder Metall verlässt, am Inversorrade die beiden aussetzenden Federn auf Holz stehen. Dadurch wird im ersten Falle die Reihe der Schliessungs-, im zweiten die der Oeffnungsschläge abgeblendet,

---

[1] Archiv für Anatomie u. s. w. 1848. S. 155.

[2] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CV. S. 516.

[3] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1856. Bd. XCVII. S. 641.

während das Inversorrad beziehlich den Oeffnungs- oder den Schliessungsschlägen abwechselnde Richtung ertheilt.[1]

---

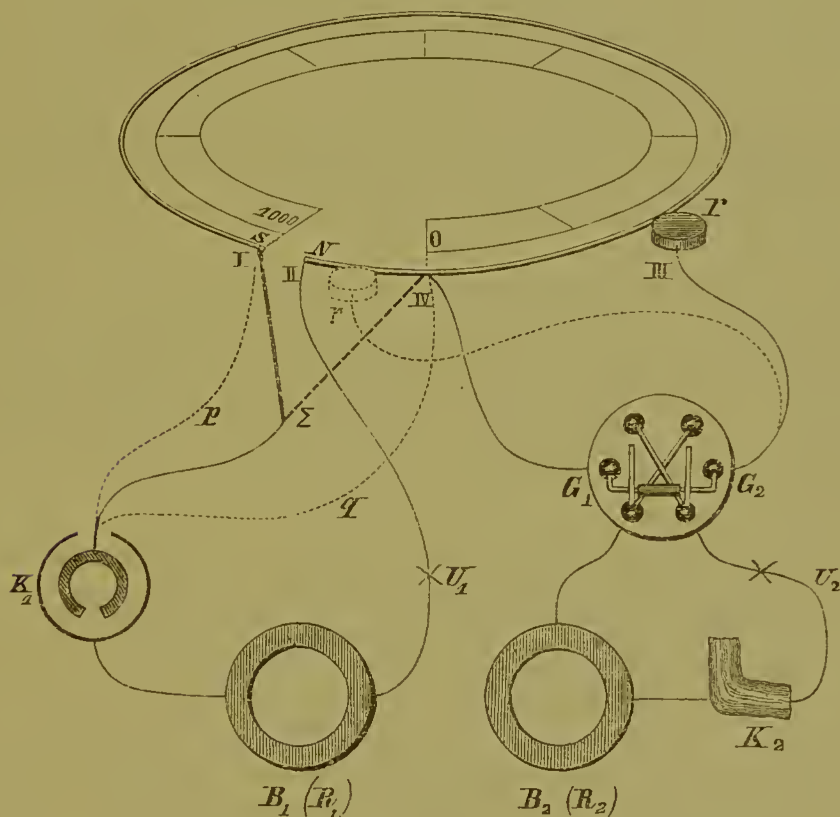
[1] Vergl. Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 404. 405. — [Seit Erscheinen dieser Abhandlung machte Hr. J. Bernstein auf eine von mir übersehene Art aufmerksam, wie der Verlauf des Anfangs- und der des Endstromes auch noch gleich gemacht werden können. Sie kommt mit der Helmholtz'schen darin überein, dass eine Nebenleitung zur Hauptrolle angebracht wird, unterscheidet sich aber von ihr dadurch, dass Schliessung und Oeffnung nicht in der Nebenleitung, sondern im Kettenzweige geschieht. Bei der Schliessung hat der Extracurrent den Widerstand $w_s + \frac{w_n w_k}{w_n + w_k}$, bei der Oeffnung den $w_s + w_n$ zu überwinden. Es muss $w_s + w_n = w_s + \frac{w_n w_k}{w_n + w_k}$ sein, damit Congruenz stattfinde, oder w_n muss gegen w_k verschwinden. Man muss also A sehr gross wählen, da sonst $\frac{A \cdot w_n}{N}$, der Grenzwerth des Stromes in der Hauptrolle, zu klein ausfiele. Nach Obigem hat es keine Schwierigkeit, diese Combination mathematisch zu behandeln. Ueber deren praktische Ausführbarkeit vergl. im zweiten Bande dieser Sammlung die Abhandlung: „Ueber die negative Schwankung des Muskelstromes bei der Zusammenziehung.“ Erste Abtheilung. Anm. 2 zur Einleitung.]

X.

Anleitung zum Gebrauch des runden Compensators.[1]

[609] Nachstehende Figur zeigt schematisch den Compensator, und die Art ihn zu gebrauchen. K_1 ist die Maasskette (ein Grove oder Daniell) mit der elektromotorischen Kraft E, B_1 eine Bussole, NS der

Fig. 17.



Platindraht des Compensators (Nebenschliessdraht), r das Platinröllchen des Instrumentes, G_1 G_2 ein Stromwender, etwa ein POHL'scher

[1] Aus dem Archiv für Anatomie u. s. w. 1871. S. 608. — Vergl. oben S. 176 ff., §. XI. der Abhandlung VIII.; — ferner die im zweiten Bande dieser

Gyrotrop, B_2 eine zweite Bussole, endlich K_2 ein wirksam aufliegender Muskel, an dessen Stelle man auch eine beliebige zweite, beständige oder unbeständige Kette sich denken kann, deren elektromotorische Kraft y gemessen, d. h. als Bruchtheil der Kraft E der Maasskette bestimmt werden soll. U_1, U_2 sind Unterbrechungsstellen der Kreise, wo Schlüssel sich befinden.

Die Strecke $0 N U_1 B_1 K_1$ (p oder Σ) S heisst der Maassketten-kreis, ihr Widerstand W; die Strecke $0 G_1 B_2 K_2 U_2 G_2 r$ der Messkreis, ihr Widerstand M; die Strecke $0 r$ die Nebenleitung, ihr Widerstand λ; endlich der Widerstand des Nebenschliessdrahtes von 0 bis S gemessen heisst L.

Der Stromwender ertheilt dem Maasskettenstromzweig im Messkreise die entgegengesetzte Richtung vom Strome der Kette K_2. Indem man durch Verschieben des Röllchens r am Nebenschliessdraht in der Richtung von 0 nach S die Nebenleitung verlängert, verstärkt man den Maasskettenstromzweig im Mess- [610] kreise. Man kann ihm so jede Stärke zwischen Null und der Stärke geben, die er vermöge der sonstigen Beschaffenheit der Vorrichtung erreicht, wenn r bei S steht. Wenn diese Grenzstärke die Stärke des Stromes von K_2 im Messkreis übertrifft, kann man also durch Verschieben des Röllchens eine Stellung finden, bei der beide Stärken gleich sind, und Bussole B_2 die Stromstärke Null angiebt.

Nach dem Bosscha'schen Satz[1] ist ein Zweig einer Leitung, in welchem kein Strom kreist, mit den etwa darin wirksamen elektromotorischen Kräften, als nicht vorhanden anzusehen. Im Falle des Gleichgewichtes ist also der Strom I_l in der Nebenleitung der nämliche, als wäre der Messkreis nicht vorhanden:

Sammlung enthaltene Abhandlung: Ueber das Gesetz des Muskelstromes mit besonderer Berücksichtigung des M. gastroknemius des Frosches, in einer Anmerkung zum §. V.; — ferner die ebenda befindliche Abhandlung: Ueber die elektromotorische Kraft der Nerven und Muskeln, §. II. — S. auch Wiedemann, Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus. Bd. II. Braunschweig 1863. S. 1068—1069; — 2. Aufl. 1872. Bd. I. §. 240. 240b. — Ich bin schriftlich und mündlich so oft ersucht worden, nähere Aufklärung über Theorie und Gebrauch des in Rede stehenden, für thierisch-elektrische Versuche unentbehrlichen Instrumentes zu geben, dass ich es für gerechtfertigt halte, wenn ich an dieser Stelle ein für allemal und öffentlich diesem Wunsch entspreche, obschon in der Natur der Sache liegt, dass einiges früher Gesagte wiederholt wird. Das Instrument in der Form, wie es hier gedacht ist, unterscheidet sich von dem früher beschriebenen dadurch, dass der Stöpselumschalter aus dem Maasskettenkreis entfernt, und eine Vorkehrung getroffen ist, welche unmittelbare Bestimmung der Graduationsconstanten gestattet.

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CIV. S. 460.

$$I_{,} = \frac{E}{W + L}.$$

Nach dem die geschlossenen Figuren betreffenden Kirchhoff'schen Satze[1] hat man

$$\text{Null} \times M + I_{,} \cdot \lambda = y,$$

$$\text{also } y = I_{,} \cdot \lambda = \frac{E}{W + L} \cdot \lambda.$$

Im Falle des Gleichgewichtes ist also die elektromotorische Kraft der Kette K_2 der Länge $0r$ proportional, so dass diese unmittelbar ein Maass für jene giebt.

Den Grund davon sieht man leicht ein. Da es im Falle des Gleichgewichtes gleichgültig ist, ob der Messkreis mit der Kraft y vorhanden ist oder nicht, so ist dem Nebenschliessdraht entlang das Gefälle des Elektricitäts-Potentials dasselbe, wie ohne den angehängten Messkreis, gleichviel wo r sich befinde. r wird aber, damit Gleichgewicht herrsche, um so weiter von 0 entfernt sein müssen, je grösser y, d. h. je grösser der Unterschied der constanten Elektricitäts-Potentiale auf den Strecken des Messkreises beiderseits vom Sitze der Kraft y ist.

In dieser den Elektrikern bisher entgangenen Eigenschaft unserer Anordnung liegt deren Ueberlegenheit über die ursprüng- [611] liche Poggendorff'sche,[2] welche auch zum Messen elektromotorischer Kräfte durch Compensiren dient. Bei der Poggendorff'schen Anordnung wird die Leitung nicht auf Kosten des Maasskettenkreises verlängert, sondern durch Einschaltung neuer Drahtstrecken. In Folge davon hängt y von λ in verwickelterer Art ab, als in unserem Fall, und während unsere Methode die elektromotorische Kraft wie das Zeug an der Elle misst, findet die Poggendorff'sche Methode sie immer erst durch Rechnung.

Da y linear mit λ sich verändert, leidet die Bequemlichkeit der Messung kaum darunter, dass im Messkreise ausser y vielleicht noch andere elektromotorische Kräfte, z. B. Ungleichartigkeiten einer stromzuführenden Vorrichtung, sich befinden. Sei die Summe dieser Kräfte $= \pm \delta$, und es werde für sie das Gleichgewicht bei $\lambda_{,}$, dagegen für $y \pm \delta$ bei λ erreicht. Man hat $\delta = I_{,} \cdot \lambda_{,}$, $y \pm \delta = I_{,} \cdot \lambda$, folglich $y = I_{,} (\lambda \mp \lambda_{,})$. Um aber der Constanz von δ ohne Umsetzen des Maasskettenstromzweiges im Messkreise sich versichern zu können, empfiehlt es sich, das obere Zeichen zu wählen.

Schreibt man den Ausdruck für die zu messende Kraft

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1845. Bd. LXIV. S. 513; — 1847. Bd. LXXII. S. 497.

[2] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1841. Bd. LIV. S. 161.

$$y = \frac{\lambda}{W + L} \cdot E,$$

so sieht man, dass es nur der Kenntniss des Verhältnisses $\lambda : W + L$ bedarf, um y als Bruchtheil von E zu bestimmen.

Ist der Nebenschliessdraht von 0 bis S in N Theile getheilt, und wurde das Gleichgewicht im Messkreise beim $n$ten Theilstrich erreicht, so hat man

$$\lambda = \frac{n}{N} \cdot L,$$

und folglich

$$y = \frac{n}{N\left(1 + \frac{W}{L}\right)} \cdot E.$$

Um den Werth des constanten Nenners der rechten Seite zu kennen, handelt es sich also nur darum, $W : L$ zu bestimmen. Dazu beobachtet man an der Bussole B_1 1., indem man die [612] Verbindung $0NU_1B_1Kq0$ herstellt, die Stromstärke

$$I = \frac{E}{W};$$

2., bei offenem Messkreise, die Stromstärke

$$I_{\prime} = \frac{E}{W + L}$$

im Kreise $0NU_1B_1K_1pSr0$. Kann man an der Bussole die Ablenkungen J, $J_{\prime}$ unmittelbar den Stromstärken I, $I_{\prime}$ proportional setzen:

$$aJ = I, \; aJ_{\prime} = I_{\prime},$$

so hat man das Verhältniss m dieser Ablenkungen, welches stets ein unächter Bruch ist,

$$\frac{J}{J_{\prime}} = \frac{I}{I_{\prime}} = \frac{W + L}{W},$$

$$\text{folglich } \frac{W}{L} = \frac{1}{m - 1}, \text{ und}$$

$$y = n. \frac{m - 1}{mN} \cdot E.$$

Der ächte Bruch $\frac{m - 1}{mN}$ behält denselben Werth, so lange W und L beständig bleiben, und braucht daher für jede Vorrichtung nur einmal bestimmt zu werden, wofern stets die Maasskette von gleicher Beschaffenheit ist und ihr Strom dem Nebenschliessdraht in gleicher Art zugeführt wird.

Hat man bei Anwendung eines Daniells, dessen elektromotorische Kraft D heisse, z. B. gefunden

$$J = 275 \cdot 2,$$
$$J_{,} = 247 \cdot 9 \text{ Scalentheile,}$$

und ist $N = 1000$, so hat man

$$\frac{m-1}{m\,N} = \text{num} \left\{ \begin{array}{l} \text{Log}\,[\text{num}\,(\text{Log}\,275 \cdot 2 - \text{Log}\,247 \cdot 9) - 1] \\ -(3 + \text{Log}\,275 \cdot 2 - \text{Log}\,247 \cdot 9) \end{array} \right\} = 0{,}0000991$$

$$\text{oder} = \frac{1}{10091}.$$

Einem jeden Theilstriche des Nebenschliessdrahtes entspricht also unter diesen Umständen ein Unterschied von $\frac{1}{10091}$, und seiner ganzen Länge von 0 bis S ein solcher von $\frac{1000}{10091}\,D$. [613] Der Bruch $\frac{D}{10091}$ heisst nunmehr die Graduationsconstante der Vorrichtung.

Bei Aenderung von m ändert sich die Graduationsconstante, und, insofern die Länge des Nebenschliessdrahtes gegeben ist, der durch den Bruch

$$N.\,\frac{m-1}{m\,N} = \frac{m-1}{m}$$

bestimmte Umfang der Theilung. Man kann aber m leicht jeden gewünschten Werth > 1 dadurch ertheilen, dass man W passend verändert, d. h. die Zuleitungsdrähte der Kette nach Bedürfniss verlängert oder verkürzt. Hiervon macht man doppelten Gebrauch. Erstens nämlich ist vortheilhaft, dass die Graduationsconstante, mit der man fortwährend zu rechnen hat, einen möglichst bequemen Werth habe. Z. B. damit sie im obigen Falle statt $\frac{D}{10091}$ genau 0,0001 D werde, ist nur nöthig, dass m, statt $= \frac{275 \cdot 2}{247 \cdot 9}$ etwas $< \frac{10}{9}$, genau $= \frac{10}{9}$ sei. Dies bewirkt man, indem man W zu αW verkleinert, wo der Correctionsfactor $\alpha < 1$ aus

$$\frac{\alpha W + L}{\alpha W} = \frac{10}{9} = m_{\alpha}$$

zu berechnen ist. Man findet

$$\alpha = \frac{m-1}{m_{\alpha}-1},$$

und erkennt den Schluss der Operation daran, dass das neue $J = J_{\alpha}$

$$\frac{J}{\alpha}$$

ward. In obigem Falle wäre für die Graduationsconstante $0 \cdot 0001$ der Correctionsfactor $\alpha = 0 \cdot 9911$; J_{α} müsste $= 278 \cdot 1$ sein, woraus $J_{1\alpha} = 250 \cdot 2$ folgt.

Natürlich kann man auch von vornherein sich vorsetzen, der Graduationsconstanten einen gewissen Werth, also z. B. 0·0001 Daniell zu ertheilen, und dazu wäre nur nöthig, $W = 9\,L$ zu machen. Bei der Schwierigkeit Widerstände abzumessen, wird aber in der Praxis der angegebene Weg der kürzeste sein, [614] die Messung am Apparate selber vorzunehmen, wo die Widerstände gebraucht werden sollen. Ja es empfiehlt sich, nicht erst um den Correctionsfactor α sich zu bemühen, sondern ohne Weiteres W tastend zu verändern, bis $\frac{J}{J_{\prime}} = m$ den gewünschten Werth zeigt.

Zweitens ist für gewisse Zwecke vortheilhaft, eine kleinere Graduationsconstante bei kleinerem Umfang der Theilung zu haben, für andere Zwecke, bei grösserer Constanten über grösseren Umfang zu gebieten. Auch dies bewirkt man einfach, indem man in den Maassskettenkreis Drahtlängen einschaltet, beziehlich sie daraus entfernt. Am besten hat man kleine Rollen vorräthig, deren Einschaltung, bei sonst unveränderter Anordnung, der Graduationsconstanten bestimmte Werthe ertheilt, die in einem einfachen Verhältniss zu einander stehen.

Bei dieser Abhängigkeit der Graduationsconstanten von W ist natürlich umgekehrt die grösste Sorgfalt darauf zu verwenden, dass im Laufe der nämlichen Versuchsreihe W constant sei. Die Veränderung von W durch Veränderung des inneren Widerstandes der Kette, wie auch durch Erwärmung der Drähte (welche letztere auch auf L sich erstreckt), ist nicht zu vermeiden, und fällt bei jedem Verfahren zur Bestimmung der Constanten voltaischer Kreise ebenso in's Gewicht.[1]

Dagegen ergiebt sich hier die Vorschrift, den Stromwender, dessen man bedarf, um dem Maasskettenstromzweig im Messkreise geeignete Richtung zu geben, in den Messkreis selber zu verlegen. Des letzteren Widerstand M fällt nämlich aus dem Ausdruck für y heraus, weil im Falle des Gleichgewichtes kein Strom im Messkreise fliesst. Daher auch die Widerstandsschwankungen an der veränderlichen Berührungsstelle r unschädlich sind. Bei keinem Stromwender aber ist auf ganz gleichen Widerstand in beiden Stellungen zu rechnen, ja der Bau des Pohl'schen Gyrotropes bedingt sogar einen Unterschied des Widerstandes in beiden Lagen der Wippe.

[615] Aus derselben Rücksicht muss Schliessen und Oeffnen des Maasskettenkreises bei U_1 mittels eines dicken, wohl verquickten Kupferdrahtes in Quecksilber (eines Quecksilberschlüssels) geschehen, nicht

---

1 Vergl. über die Art, die Erwärmung so unschädlich wie möglich zu machen, die letzte der drei oben S. 258 Anm. angeführten Stellen.

mittels des gewöhnlichen Schlüssels, dessen Widerstand nicht beständig genug ist.[1]

Als Bussole empfiehlt sich beim Arbeiten mit dem Compensator ganz besonders die Wiedemann'sche Spiegelbussole wegen der Möglichkeit, nach Belieben verschiedene Rollen aus passenden Entfernungen auf den Spiegel wirken zu lassen. An Stelle von B_1 und B_2 in unserer Figur treten dann zwei Rollen R_1 und R_2, welche man abwechselnd in Gebrauch zieht. R_1 dient zur Messung von J und $J_,$, R_2 zur Beobachtung des Stromgleichgewichtes im Messkreise. Wird R_1 gebraucht, so steht der Messkreis bei U_2 offen; ist R_2 an der Reihe, so wird R_1 von der Bussole soweit entfernt, dass R_1 nicht mehr merklich auf den Spiegel wirkt. Das Erkennen des Stromgleichgewichtes im Messkreise wird sehr erleichtert durch Anwendung eines Spiegels, der schwingungslos oder dessen Bewegung aperiodisch gemacht ist,[2] und einer horizontal in ihrer eigenen Ebene verschiebbaren, auf jeder Seite von Null aus getheilten Scale.[3]

Rolle R_1 ist so zu wählen, dass sie bei genügender Wirkung auf den Spiegel möglichst kleinen Widerstand habe, damit J und $J_,$ hinreichend von einander sich unterscheiden. Rolle R_2 ist mit Rücksicht auf den wesentlichen Widerstand der Kette K_2 so zu wählen, dass sie bei eben gestörtem Gleichgewicht im Messkreise, grösste Wirkung giebt, d. h. nach bekannten Gesetzen muss ihr Widerstand gleich dem Widerstande sämmtlicher im Zustande des Gleichgewichtes zwischen den Enden der Rolle befindlichen Leitungen sein. Ist die Kette K_2 ein Muskel (wie in der Figur) oder ein Nerv, so wird R_2 am besten die Beschaffenheit haben, die man dem Gewinde einer für thierisch-elektrische Ströme bestimmten Bussole giebt.

[616] Am Compensator ist der 1^{mm} dicke und etwa $37 \cdot 5^{cm}$ lange Nebenschliessdraht aus Platin um den Umfang einer kreisrunden Scheibe aus Kammmasse gespannt, und bewegt sich bei Drehung der Scheibe am Röllchen r hin, dessen Axe feststeht. Diese von Hrn. Halske ersonnene Einrichtung hat vor der zuerst sich darbietenden, bei der das Röllchen einem gerade ausgespannten Draht entlang sich verschiebt, den Vortheil, dass die Hand, welche die Verschiebung vornimmt, an derselben Stelle und auch der Ort der Ablesung der nämliche bleibt. Anstatt dem Draht entlang suchen zu müssen, wo das Röllchen steht, braucht das Auge

---

[1] S. oben S. 172. — [Ueber den Quecksilberschlüssel vergl. die folgende Abhandlung XI. §. 1. S. 266. 267.]

[2] Vergl. unten die Abhandlungen XII—XV.

[3] S. oben S. 156.

nur zwischen Ocular des Fernrohres und Lupe des Compensators hin und her zu gehen.

Nachdem der Compensator solchen festen Stand erhielt, dass dies leicht geschieht, werden zwischen den Klemmschrauben *I* und *II* die Maasskette, die Rolle R_1 und der Quecksilberschlüssel angebracht. Die Klemmschrauben *III* und *IV* werden zunächst mit der Wippe eines Stromwenders verbunden, jenseit dessen der Schlüssel U_2, die Kette von zu bestimmender Kraft und Rolle R_2 sich befinden. Von *I*, *II*, *III* und *IV* gehen Leitungen zu entsprechenden Zahlen am Instrumente. *III* entspricht dem Röllchen r, *IV* dem Punkte 0, *I* dem Punkt S oder vielmehr dem noch zu erwähnenden Punkte Σ, endlich *II* dem Punkt N des Schema's.

Die Scheibe des Compensators trägt eine nicht in Grade, sondern in 1000 Theile (Compensatorgrade, Cgr.) getheilte Theilung; der Nullpunkt dieser Theilung soll dem in der Figur mit 0, der tausendste Theilstrich dem dort mit S bezeichneten Punkt entsprechen. Demgemäss geht beim Theilstrich 0 der Platindraht über eine Platinschneide, beim tausendsten Strich tritt er auf eine Kupfermasse von verschwindendem Widerstand, und der Winkelabstand beider Punkte ist möglichst gleich gemacht dem Winkelwerthe der tausend Compensatorgrade.

Es handelt sich aber nun darum, die Stellung des Röllchens zu finden, welche dem Punkte 0 entspricht. Dies geschieht mit grosser Schärfe vermöge des Umstandes, dass man dem Röllchen über die Schneide bei 0 hinaus die in der Figur punktirte Stellung geben kann. Dabei ist die Richtung des [617] Maasskettenstromzweiges im Messkreise die entgegengesetzte von dem bei der Stellung des Röllchens zwischen 0 und S. Indem man in den Maasskettenkreis eine kräftige Kette einführt, dem Messkreise, in welchem keine elektromotorische Kraft thätig sein darf, möglichst kleinen Widerstand und der Bussole im Messkreise möglichst grosse Empfindlichkeit giebt, kann man sehr genau den Punkt finden, wo der Strom seine Richtung ändert. Man hat vorher die Schraube, welche den festen Zeiger über dem Röllchen fixirt, mittels eines Stellstiftes so weit gelöst, dass der Zeiger mit sanfter Reibung sich verschiebt. Jetzt rückt man ihn seitlich bis der Strich darauf mit dem Nullstrich zusammenfällt, und zieht die Schraube wieder an.

Ist die Aufstellung des Instrumentes so weit gediehen, so kann es schon dazu dienen, das Verhältniss elektromotorischer Kräfte, die in seinem Bereiche liegen, zu bestimmen. Um die Graduationsconstante der Vorrichtung zu finden, ist es nun aber noch nöthig, den Maasskettenkreis abwechselnd mit Ausschluss und mit Einschluss der Strecke des Nebenschliessdrahtes von 0 bis S zu schliessen. Es muss also das in der Figur

an S stossende Ende des Maasskettenkreises mit 0 verbunden, oder K_1pS in der Figur in die Lage K_1q0 gebracht werden können.

Natürlich liefe es auf dasselbe hinaus, wenn ein Punkt Σ des Maasskettenkreises (s. die Figur) durch eine Leitung von verschwindendem Widerstande ($\Sigma 0$ oder ΣS) abwechselnd mit 0 und S verbunden würde. Dazu dient der am Compensator befindliche drehbare Kupferbügel. Die beiden Enden des Bügels sind an ihrer oberen ebenen Fläche mit Platin bekleidet, und können mittels starker Schrauben den an ihrer unteren ebenen Fläche gleichfalls mit Platin bekleideten Kupfermassen angedrückt werden, von denen die rechts befindliche eine möglichst gute Leitung zum Punkte 0, die andere eine solche zum Punkt S vermittelt.

Indem man den Bügel zuerst nach rechts dreht, welche Stellung in der Figur punktirt ist, erhält man J, indem man ihn dann nach links dreht, $J_{,}$. Beim nachmaligen Gebrauche des Instrumentes, falls man während dessen die Graduations- [618] constante nicht zu revidiren beabsichtigt, bleibt der Bügel in letzterer Stellung, welche in der Figur ausgezogen ist.

Ist der Nullpunkt des Compensators einmal festgestellt, so bedarf es, um die Graduationsconstante zu kennen, wegen der Proportionalität der elektromotorischen Kräfte mit den Abständen $0r$, nur noch der Kenntniss des Werthes eines einzigen Punktes der Theilung. Solche Bestimmung erlangt man ohne J und $_{,}J$, zu messen, indem man K_2 durch eine Thermokette ersetzt, deren elektromotorische Kraft ein bekannter Bruchtheil der Kraft der Maasskette ist.

Dass in grosser Nähe des Nullpunktes so wie des 1000-Cgr-Punktes die Messungen fehlerhaft werden, weil die Strömung nicht mehr senkrecht auf die Längenausdehnung des Drahtes geschieht, ist bekanntlich gleichfalls ein Fehler, den sämmtliche galvanische Messvorrichtungen mit der beschriebenen theilen.

Excentricität der Scheibe ist gleichgültig, wenn nur Theilung und Draht concentrisch sind. Excentricität des Röllchens bedingt periodische Schwankung des Werthes der Compensatorgrade.

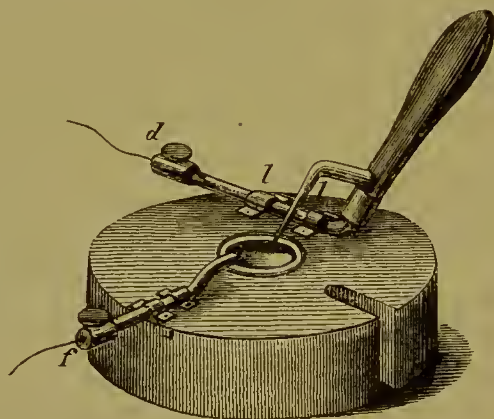
XI.

Fortgesetzte Beschreibung neuer Vorrichtungen für Zwecke der allgemeinen Nerven- und Muskelphysik.[1]

§. I. Der Quecksilberschlüssel.

Hr. POGGENDORFF war es bekanntlich, der in die galvanische Technik an Stelle der bis dahin üblichen Quecksilbernäpfe, in welche verquickte Kupferhaken tauchten, die unter dem Namen Klemmschrauben gebräuchlichen festen Verbindungen einführte:[2] eine Verbesserung, die

Fig. 18.



man erlebt haben muss, um den dadurch gemachten Fortschritt zu würdigen. Die Klemmschrauben haben aber den Nachtheil, kein schnelles und regelmässiges Schliessen und Oeffnen des Kreises zu erlauben. Man

---

[1] Aus POGGENDORFF's Annalen der Physik und Chemie. 1873. Jubelband. S. 591. — Vergl. oben die Abhandlung VIII: Beschreibung einiger Vorrichtungen und Versuchsweisen zu elektrophysiologischen Zwecken. Aus den Abhandlungen der Berliner Akademie 1862. Berlin 1863. 4⁰. — Sämmtliche in gegenwärtigem Aufsatze beschriebene Vorrichtungen liefert die Werkstatt des Hrn. OTTO PLATH (SAUERWALD) in Berlin in gewohnter Vollkommenheit.

[2] POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1840. Bd. XLIX. S. 39.

braucht dazu beide Hände, und muss wenigstens beim Schliessen hinsehen, so dass man nicht zugleich beob- [592] achten kann. Dies führte später zur Construction des nach Analogie des Organs am Morse'schen Telegraphen sogenannten Schlüssels,[1] der zum Unterschiede von dem bei chronoskopischen Beobachtungen üblichen Federschlüssel genauer als Vorreiberschlüssel[2] zu bezeichnen ist. Dieser Schlüssel leistet zwar treffliche Dienste; er hat aber, worauf ich übrigens gleich bei dessen Beschreibung hinwies, den Fehler, dass sein Widerstand schwankt, daher er in gut leitenden Kreisen oft nicht anwendbar ist. Alsdann empfiehlt es sich, zum Quecksilber zurückzukehren, so jedoch, dass auch hier Schliessen und Oeffnen ohne hinzusehen in hinlänglich gleicher Art geschehen kann. Wo beim Schluss in Quecksilber höchste Gleichmässigkeit verlangt wird, ist der elektromagnetische Fallhammer am Platze.[3] Für viele Zwecke reicht die in Fig. 18 abgebildete Anordnung aus, die ich den Quecksilberschlüssel nenne. Sie ist minder umständlich als der Fallhammer, und auch für Oeffnung des Kreises zu benutzen. In einer kreisrunden Holzscheibe, die man mit einer Flügelschraube am Tisch befestigt, ist ein Porzellannäpfchen eingelassen, und nimmt das Quecksilber auf. Zwei starke Kupferdrähte tauchen mit verquickter Spitze in's Quecksilber, und endigen andererseits in Klemmschrauben. Einer dieser Drähte (*f*) ist fest, der andere (*d*) lässt mittels eines hebelartig daran befestigten, isolirenden Handgriffes so um seine Axe sich drehen, dass seine verquickte Spitze in das Quecksilber bald eintaucht, bald nicht. Die Drehung geschieht in den Lagern *l*, *l*, mit soviel Reibung, dass die Torsion des bei *d* eingespannten Zuleitungsdrahtes den Hebel nicht zu drehen vermag.

§. II. Die Doppelwippe.

Hr. Poggendorff hat bei seinen sinnreichen Versuchen über galvanische Polarisation[4] meines Wissens zuerst Wippen [593] gebaut, die verwickeltere Aufgaben lösten, als nur, wie der Ampère'sche und Pohl'-sche Stromwender, den Strom in einer Strecke seiner Leitung umzukehren. Seitdem wurden vielfach Wippen zu besonderen Zwecken angegeben, und jeder Elektriker verfertigt sich gelegentlich die gerade nöthige Form.

---

[1] S. oben S. 171.

[2] Levier-clef bei Hrn. Marey, Du Mouvement dans les Fonctions de la Vie. Paris 1868. p. 317. 318.

[3] Vergl. Pflüger, Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 110. — Vergl. oben S. 222. Anm. 1.

[4] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1844. Bd. LXI. S. 586.

Eine Aufgabe indess kehrt, gleich der blosser Stromumkehr, so oft wieder, dass es sich lohnt, das Organ zu ihrer Lösung jederzeit bereit zu haben. Es ist die, zwei Stromstrecken mit einander zu vertauschen. Die Bedeutung dieser Aufgabe wird klarer in dem besonderen Falle, wo meine sogenannte Doppelwippe mir in meinen Vorlesungen so gute Dienste leistet, dass ich sie den Fachgenossen als nützliche Bereicherung unseres Apparates empfehlen darf.

Der Einfluss, den Anelektrotonus und Katelektrotonus des Nerven nach Hrn. Pflüger auf die Erregbarkeit üben, lässt sich bekanntlich nicht leichter als auf die von Hrn. Rosenthal eingeführte Art nachweisen, nämlich durch den verschiedenen Abstand der Nebenrolle von der Hauptrolle des Schlitteninductoriums, bei dem die ersten Zuckungen erscheinen. Nachdem man nun z. B. Anelektrotonus und Katelektrotonus in der centropolaren Strecke gezeigt hat, soll dasselbe in der myopolaren Strecke geschehen, d. h. die vorher elektrotonisirte Strecke ist in den Kreis der tetanisirenden Nebenrolle, die vorher tetanisirte Strecke in den der elektrotonisirenden Kette, zwischen die Endklemmen des Rheochords, aufzunehmen. Da hierbei nicht bloss ein Irrthum, sondern auch eine Verrückung des Nerven auf den Elektroden des Rosenthal'schen Troges[1] leicht vor- [594] kommt, ist es misslich, den Wechsel aus freier Hand vorzunehmen, und sehr erwünscht, ihn mechanisch mit Einem Schlage ausführen zu können.

Hr. Wild hat bereits, zu einem anderen Zweck, eine Wippe beschrieben, die letzteres leisten würde.[2] Sie lässt im Princip auf zwei in bestimmter Art verbundene Pohl'sche Stromwender sich zurückführen,

---

[1] Der Rosenthal'sche Trog ist eine nach dem Principe meiner „feuchten Reizungsröhre“ (S. oben S. 211) gebaute Zuleitungsvorrichtung für Reizversuche, die aber, statt nur Ein Elektrodenpaar, deren vier, jedes mit entsprechendem Klemmenpaare, besitzt. Der Trog ist aus Kammmasse. Denkt man sich ihn als Boot — er gleicht in der That ganz einem sogenannten Einbaum — so stellen die Elektrodenpaare die Ruderbänke vor. Vom Schnabel des Bootes her, der dem Präparat in der Kniekehle angedrückt wird, brückt man den Nerven über die Elektrodenpaare hin, und schützt ihn vor Trockniss durch eine darüber gedeckte Glasplatte. Da indess der mit Wassergas zu sättigende Raum hier grösser ist als bei der Reizungsröhre, so wird ein feuchter Fliesspapierstreif dem Boden des Troges unter den Elektrodenpaaren entlang gelegt. Die vier Elektrodenpaare liegen in der richtigen Entfernung vom Schnabel, um an mittellangen Nerven die Versuche über verschiedene örtliche Erregbarkeit, deren Aenderung beim Absterben und im Elektrotonus, u. d. m., anzustellen. Mittels eines Kugelgelenkes lässt sich dem Rosenthal'schen Trog in gewohnter Art jede erforderliche Lage im Raum ertheilen.

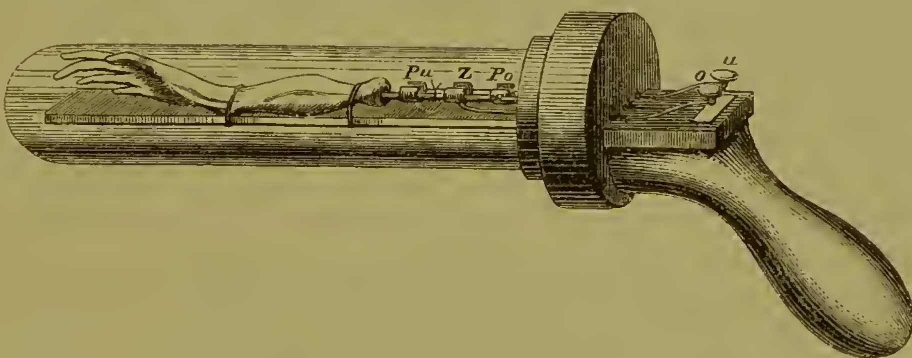
[2] Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich. 2. Jahrgang. 1857. S. 230.

und in der That erreicht man dasselbe mittels zweier solcher Stromwender ohne Kreuz, die auf gemeinsamer Grundlage so befestigt sind, dass die Axen ihrer Wippen in Einer Geraden liegen, und die Wippen in Einem Stücke sich bewegen. Schon in meinem Aufsatz „Ueber nicht polarisirbare Elektroden"[1] habe ich diese Anordnung schematisch abgebildet. Sie diente mir damals um abwechselnd die Bussole und den Rheostat von gleichem Widerstande beziehlich in den ursprünglichen und den secundären Kreis einzuschalten, und umgekehrt. Jetzt habe ich die Doppelwippe als fertiges Instrument im Laboratorium vorräthig. Sie besteht aus zwei Pohl'schen Stromwendern, die in der angegebenen Art auf ein Grundbrett geschraubt sind. Ihre Wippen sind mittels eines isolirenden Verbindungsstückes gekuppelt, lassen sich aber auch von einander trennen, und die Stromwender selber können vom Grundbrett entfernt und einzeln gebraucht werden. Eine Flügelschraube befestigt das Grundbrett auf dem Tische. Die vier Klemmen auf der einen Seite der gemeinschaftlichen Axe sind Doppelklemmen, um in jeder die beiden Drähte einspannen zu können, deren Nothwendigkeit für den vorliegenden Zweck aus der angeführten Figur erhellt, und die in Hrn. Wild's Wippe durch das Doppelkreuz dauernd ersetzt sind.

[595] §. III. Die Froschpistole.

Die Hemmung des im Nerven sich fortpflanzenden Reizes durch Zerstören des organischen Gefüges, z. B. durch Unterbinden des Nerven, einer grösseren Versammlung überzeugend darzulegen, ist nicht so leicht,

Fig. 19.



wie es scheinen mag. Ich habe vor langer Zeit eine Vorrichtung beschrieben, die durch blossen Druck auf einen Hebel, ohne Zerrung und

[1] S. oben S. 51.

Verrückung, einen Nerven unterbindet.[1] In Verbindung mit dem Zuckungstelegraphen[2] erlaubt sie sehr schön zu zeigen, dass Reizung oberhalb des Unterbandes unwirksam, unterhalb wirksam ist.[3] Allein die zunächst Sitzenden ausgenommen muss die Versammlung auf Treu und Glauben sich erzählen lassen, was geschah, den sinnlichen Eindruck der Thatsache erhält sie nicht.

Diesem Mangel hilft die in Fig. 19 dargestellte Vorrichtung ab, die meine Zuhörer die Froschpistole nennen. Ein stromprüfender Schenkel ist auf einem Spiegelglasstreifen befestigt, der in die der Revolvertrommel entsprechende Holzscheibe an der Froschpistole gekittet ist. Ueber dem Streifen schweben, durch Drähte, welche die Holzscheibe durchbohren, [596] getragen, und zum Empfang des Nerven bestimmt, hintereinander drei Elektroden. Die unterste, dem Knie zunächst gelegene, P_u, besteht aus Platin, die mittlere Z aus Zink, die oberste P_o wieder aus Platin. Die Elektroden sind so gebogen, dass sie eine Rinne bilden, aus welcher der Nerv bei keiner Stellung der Vorrichtung herausgleiten kann. Zwischen Z und P_u ist der Nerv unterbunden. Wird Z mit P_o metallisch verbunden, so erfolgt also keine Zuckung; Z mit P_u dagegen giebt Zuckung. Ein aufgeschraubtes Glasrohr schützt das Präparat vor Trockniss. Die Verbindungen werden aussen durch Druck auf zwei federnde Elfenbeinknöpfe bewirkt, die beziehlich mit *o* (oberhalb) und *u* (unterhalb des Unterbandes) bezeichnet sind. Wenn man die Vorrichtung wie eine Pistole am Kolben ergreift, trifft der Daumen gerade auf die Knöpfe. Ist der Frosch gut leistungsfähig, so kann die Vorrichtung durch hundert Hände gehen, ohne dass Zuckung zu erscheinen aufhört. Da die Leitungen dem Blick offen liegen, wird so jedem Einzelnen die Möglichkeit gewährt, von der Grundwahrheit der allgemeinen Nervenphysik durch Anschauung sich zu überzeugen.

Auf den Umstand, dass der Strom in der unteren Strecke ab-, in der oberen aufsteigt, kommt es an dieser Stelle des Vortrages noch nicht an. Mit drei Elektroden aus zwei Metallen sind natürlich mancherlei Combinationen möglich, ausser obiger noch fünf. Die ausgenommen, wo Platin in der Mitte, Zink oben und unten sich befindet, und wobei auch der Strom in beiden Strecken umgekehrt fliesst, haben sie alle den Nach-

---

[1] Untersuchungen über thierische Elektricität. Bd. II. Abth. I. S. 341. Taf. III. Fig. 109. 110. A. B.

[2] S. oben S. 207.

[3] Proceedings of the Royal Institution of Great Britain. April 13. 1866. E. du Bois-Reymond, On the Time required for the Transmission of Volition and Sensation through the Nerves.

theil, dass bei Reizung oberhalb des Unterbandes der Strom der doppelt so langen Nervenstrecke wegen fast zweimal schwächer ist als bei Reizung unterhalb, so dass auch so die Reizung nicht beidemal, bis auf das Unterband, in einerlei Art geschieht.

§. IV. Das Federmyographion.

Die Myographien zerfallen wesentlich in zwei Klassen.[1] Die erste Klasse umfasst die beschleunigt oder stetig rotirenden [597] Myographien. Der Art sind das ursprüngliche Helmholtz'sche Myographion mit meinen Aenderungen,[2] das Valentin'sche Kreisscheiben-Myographion,[3] und das Thiry'sche Myographion, in welchem, nach Foucault's Vorgange bei seinen Lichtgeschwindigkeitsmessungen, eine Sirene das Uhrwerk ersetzt.[4]

Diese Myographien leiden an mehreren principiellen Fehlern. Erstens darf der Stift erst kurz vor der Zuckung der Zeichenfläche angelegt werden, was nur durch verwickelte Vorkehrungen gelingt. Zweitens vergeht zu viel Zeit zwischen je zwei Versuchen. Drittens ist es zu schwer, sowohl den Zeitpunkt zu erkennen, wo die gewünschte Geschwindigkeit erreicht ist, als auch die Geschwindigkeit zu bestimmen, die im Augenblick des Versuches wirklich herrschte. Endlich viertens verwirren sich bei grösseren Geschwindigkeiten, wo sie mehr als einen Cylinderumfang einnehmen, die Myogramme in einer Art, die bei Demonstrationen sehr störend ist, aber auch bei Untersuchungen lästig fällt.

Diese Uebelstände haben die rotirenden Myographien in den Hintergrund gedrängt, und zur Erfindung der zweiten Klasse von Myographien geführt, in welchen der Zeichenfläche eine bestimmte und ausreichende Geschwindigkeit in praktisch verschwindender Zeit ertheilt, und sogleich ebenso schnell wieder genommen wird. Dies erlaubt in kurzer Frist eine grosse Zahl von Versuchen anzustellen, und da die Platte vor dem Versuche ruht, kann der Stift ihr schon vorher anliegen. Freilich lassen diese Myographien die schöne, von Hrn. Helmholtz für den Cylinder seines Instrumentes angegebene Art, die Zeichenfläche zu berussen und

---

[1] Das Pflüger'sche Myographion, welches gleichsam nur ein Helmholtz'sches Myographion mit stillstehendem Cylinder ist, kommt hier nicht in Betracht.

[2] Vergl. A. v. Bezold, Untersuchungen über die electrische Erregung der Nerven und Muskeln. Leipzig 1861. S. 85.

[3] Grundriss der Physiologie. 4. Aufl. Braunschweig 1855. S. 529; — Die Zuckungsgesetze des lebenden Nerven und Muskels. Leipzig und Heidelberg 1863. S. 12.

[4] Henle's und Pfeufer's Zeitschrift für rationelle Medicin. 3. R. Bd. XXI. 1864. S. 300.

die Myogramme abzuklatschen, nicht zu, und man wird kaum einen Ersatz dafür darin sehen, dass sie das Projiciren der Original-Myogramme mittels der [598] magischen Laterne gestatten.[1] Sie haben ferner den Nachtheil, dass mit der Geschwindigkeit der Platte deren zur Aufnahme des Myogrammes nöthige Länge wächst. Dennoch zweifle ich nicht, dass dieser Klasse von Myographien die Zukunft gehört.

Der Art sind das ATWOOD'sche Myographion von E. HARLESS,[2] welches Hr. JENDRÁSSIK in Pest neulich wieder hervorgesucht hat,[3] und Hrn. FICK's Pendelmyographion,[4] welches von Hrn. HELMHOLTZ vervollkommnet wurde,[5] in dieser Form aber meines Wissens noch nicht beschrieben worden ist.

Die Betrachtung, dass man durch Federkraft in kleinerem Raum und kürzerer Zeit dieselbe Summe beschleunigender Kräfte zur Wirkung auf eine Masse bringen kann, als durch Fallkraft, und dies in beliebiger Richtung, führte mich zur Construction eines dritten Myographions dieser Klasse, des Federmyographions. Obschon auf den ersten Blick dies Myographion dem Fall- und dem Pendelmyographion an mechanischer Vollkommenheit nachzustehen scheint, hat es sich doch gut bewährt, und überdies besitzt es gewisse nicht zu verschmähende Vortheile.

Im Federmyographion (s. Fig. 20) wird die Zeichenplatte durch eine Sprungfeder, ähnlich der in den Knabenflinten und Zündnadelgewehren, einer wagerechten Führung gleichsam entlang geschossen. Der Platte gegenüber sind Schreibewerk und Muskelhalter eines PFLÜGER'schen (HELMHOLTZ'schen) Myographions aufgestellt. Da dieser Theil der Vorrichtung, mit [599] Ausnahme der später zu beschreibenden Zuleitung für den erregenden Strom, von dem entsprechenden Theil anderer Myographien nicht wesentlich abweicht, so blieb er in der Zeichnung fort.

Man sieht hier zunächst eine gusseiserne Schiene, auf der zwei kräftige Winkelstücke oder Ständer aus Messing A, B sich erheben. Ein leichter Messingrahmen nimmt die 160^{mm} lange, 50^{mm} breite Zeichenplatte aus 2·3^{mm} dickem Spiegelglas auf. Der Rahmen läuft mit mög-

---

[1] Proceedings of the Royal Institution etc. p. 11. (1866). — Vergl. MAREY, Du Mouvement dans les Fonctions de la Vie. 1868. p. 191.

[2] Abhandlungen der K. Bayerischen Akademie der Wissenschaften. II. Cl. Bd. IX. Abth. II. München 1862. S. 361.

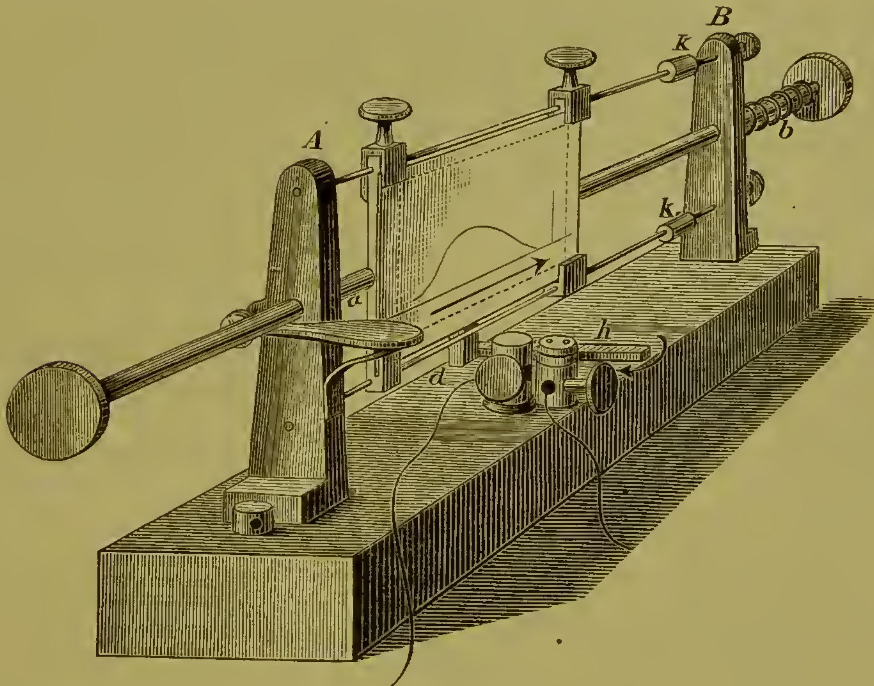
[3] Fall-Myographion. Aufgestellt in der Wiener Weltausstellung in der Abtheilung für das Unterrichtswesen von Ungarn. Budapest 1873. 4⁰.

[4] Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich. 1862. S. 307; — FICK, die medicinische Physik. 2. Aufl. Braunschweig 1866. S. 86.

[5] Verhandlungen der physikalisch-medicinischen Gesellschaft in Würzburg. N. F. 1872. Bd. II. S. 147.

lichst wenig Reibung an zwei zwischen den Ständern A, B parallel ausgespannten Stahldrähten. Der Abstand der Ständer ist gleich der doppelten Länge des Rahmens, so dass die Platte dem Stift in ihrer ganzen Länge vorübergeht, wenn der Rahmen von Ständer zu Ständer verschoben wird. An den kurzen Seiten des Rahmens sind runde Stahlstäbe eingeschraubt welche die von ihm zu durchlaufende Bahn etwas an Länge übertreffen, und mit möglichst wenig Reibung durch Löcher in den Ständern A, B gehen. Das Ende b des einen dieser Stäbe ist mit einer stählernen Sprungfeder umgeben. Indem man sie zwischen dem Ständer B und

Fig. 20.



einem Knopf am Ende des Stabes zu- [600] sammendrückt, und so den Rahmen mit den Stäben von B nach A, dem Pfeil auf der Zeichenplatte entgegen (s. die Fig.), hintreibt, kommt ein Punkt, wo der am Ständer A sichtbare, nach oben federnde 'Abzug' in einen entsprechenden Kerb des Stabes bei a eingreift, und die Wiederausdehnung der Feder verhindert. Sie bleibt also gespannt, bis ein Druck auf den Abzug den Rahmen befreit, der nun mit einer von der Kraft der Feder, der Masse des Systemes, und der Reibung abhängigen Geschwindigkeit den Drähten entlang in der Richtung von A nach B oder des Pfeiles auf der Platte fliegt.

Die Geschwindigkeit wächst bis zu dem Punkte, wo die Feder ihre Ruhelage überschreitet. In der diesem Punkt entsprechenden Lage des

Rahmens schlägt ein an dessen unterem Rande befindlicher Daumen *d* einen Hebel *h*, der bis dahin den Hauptstrom des Inductoriums geschlossen hielt, in der Richtung des Pfeiles in der Figur von seinem Anschlage fort, und löst so den reizenden Schlag aus. Die Figur stellt diese Lage vor. Der Hebel ist um seine Axe mit soviel Reibung drehbar, dass er, obschon in wagerechter Ebene beweglich, dem Anschlage doch fest genug anliegt, um keine ungehörigen Zuckungen zu veranlassen. Die Kraft des Rahmens ist an dieser Stelle so gross, dass der Stoss, den er durch Fortschlagen des Hebels erhält, keine merkliche Unstetigkeit seines Laufes erzeugt.[1]

[601] Von hier nimmt die Geschwindigkeit des Rahmens wegen der Reibung ab. Bei Anwendung stärkerer Federn langt er aber noch mit mehr oder weniger Geschwindigkeit am Ständer *B* an, und es handelt sich darum, diese Geschwindigkeit unschädlich zu machen, namentlich zu verhüten, dass der Rahmen zurückspringe, da er dann den Stift unter stumpfem Winkel trifft und ihm einen heftigen Stoss ertheilt. Das Mittel hierzu ist sehr einfach. Auf die Führungsdrähte sind Korke *k*, *k*, aufgezogen und daran mit Reibung verschiebbar. Diese dienen als Bremsen. Je nach der Geschwindigkeit des Rahmens entfernt man sie mehr oder weniger vom Ständer *B*. In der Ueberwindung ihrer Reibung an den Drähten erschöpft sich harmlos die Kraft des Rahmens.

Es fragte sich, ob, bei dem Spiele, das den Führungsdrähten in den

---

1 Thiry und Hr. Meyerstein scheinen wegen der geringen Kraft ihrer Sirene hier auf Schwierigkeiten gestossen zu sein, denen sie nur durch verwickelte Hülfsvorrichtungen zu begegnen vermochten (Henle's und Pfeufer's Zeitschrift u. s. w. A. a. O. S. 302). — Hr. Fick hat an Stelle des Schlusses durch feste metallische Theile den durch Quecksilber gesetzt (Zürcher Vierteljahrsschrift, a. a. O. S. 312). Ich halte dies für keine Verbesserung, da das Austauchen der Spitze gewiss nicht immer bei derselben Stellung der pendelnden Platte erfolgt. Viel eher war dies der Grund des Misslingens seiner Versuche über Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erregung, als, wie er meint, die zu geringe Grösse seiner Frösche, deren Nerven denen norddeutscher Frösche ja nur um $1/5$ an Länge nachstanden (a. a. O. S. 317). — Hr. Marey, der sich das Verdienst erwarb, die Myographie nach Frankreich zu verpflanzen und nach mehreren Richtungen auszudehnen, hat sich einer neuen Art bedient, die Reizung zu erzeugen und deren Augenblick zu verzeichnen. Er reizt durch Schluss einer Kette, und lässt einen Hebel, durch dessen Berührung der Schluss geschieht, auf der Zeichenfläche den Augenblick der Berührung angeben. (Du Mouvement dans les Fonctions de la Vie, p. 422 et suiv.) Hr. Marey sagt nicht, was ihn bewog, dies umständliche und in mehrfacher Beziehung bedenkliche Verfahren an Stelle des so einfachen und ganz untadligen Helmholtz'schen Kunstgriffes zu setzen. In Deutschland hielten wir letzteren stets für eine der glücklichsten Eingebungen des Erfinders des Myographions.

Löchern des Rahmens gelassen werden muss, die Führung treu genug sein würde, damit nicht durch Aussetzen des Stiftes Lücken in der Zeichnung entständen. Wirklich lag hierin eine Schwierigkeit, so lange, wie es am HELMHOLTZ'schen Schreibewerke der Fall ist, das Andrücken des Stiftes an die Platte der Fallkraft anvertraut wurde. Diese Schwierigkeit verschwand aber, seit Hr. Prof. BERNSTEIN, der in meinem Laboratorium mit dem Federmyographion arbeitete, statt der Schwere Federkraft, zunächst die eines Kautschukbändchens, anwandte. Auch hier kommt in Betracht, dass Elasticität in kleinerem Raum und kürzerer Zeit dasselbe leistet, wie Schwere. Hr. FICK hat schon zu demselben Kunstgriff Zuflucht genommen.[1]

Unter einerlei Umständen entworfene Myogramme decken sich am Federmyographion so vollkommen, wie an anderen [602] Myographien. Eine Ausnahme machen nur die letzten Stadien der Zuckung bei kleiner Anfangsgeschwindigkeit, wo die Hemmung durch die Reibung nicht stets genau gleich verläuft. Doch kommt auf diese Stadien nur selten etwas an. Denselben Fall ausgenommen, lassen auch Stimmgabelcurven von einem Male zum anderen keinen Unterschied erkennen.

Was die am Federmyographion erreichbare Geschwindigkeit der Zeichenfläche betrifft, so erfüllte sich meine Erwartung vollständig. Die Triebfeder des Myographions lässt sich leicht wechseln. Ich habe deren drei, die, mit einer KÖNIG'schen Unterbrechungsgabel von 128 Doppelschwingungen (Ut_2) geprüft, folgendes Ergebniss liefern.

Die Maximalgeschwindigkeit, bei der die Reizung geschieht, ist für

Feder	I.	1088	Mm.
„	II.	1536	„
„	III.	2522	„

in der Secunde. Mit letzterer Feder sinkt die Geschwindigkeit bis zu ihrer Vernichtung durch die Bremskorke im Verhältnisse von 1 : 0·87; mit Feder II in dem von 1 : 0·58; mit Feder I bleibt die Platte vor den schon ganz an den Ständer geschobenen Korken stehen.

Nimmt man 27 M. in der Secunde als Geschwindigkeit der Reizung im Nerven an, so betrüge bei obigen Geschwindigkeiten, und bei 50^{mm} Abstand der Reizstellen, der horizontale Abstand der Zuckungscurven beziehlich 2·0; 2·8; 4·7^{mm}. Um durch Fallkraft diese Geschwindigkeiten zu erzeugen, bedarf es im leeren Raum einer Fallhöhe von beziehlich 60·3; 120·3; 324·3^{mm}. Damit ein mathematisches Pendel von

[1] Zürcher Vierteljahrsschrift, a. a. O. S. 315. 316.

1000 ^{mm} Länge beim Durchgang durch die Ruhelage diese Geschwindigkeiten erlange, muss es aus Ablenkungen von beziehlich etwa 20; 28; 42^0 fallen. Die dazu gehörigen Bogenlängen sind beziehlich etwa 175; 244; 366 ^{mm}. Mehr als doppelt so lang müssten, im Bogen gemessen, die Zeichenplatten sein, damit der Stift ihnen schon in der Ruhe anliegen könnte. Noch beträchtlicher wären am Atwood'schen Myographion die zur Erzeugung derselben Geschwindigkeiten nöthigen Fallhöhen, da, um die Geschwindigkeit constant [603] zu erhalten, die Fallhöhe in dem Verhältniss vergrössert werden muss, in welchem die Beschleunigung durch Vertheilung auf grössere Masse verkleinert ist. Auch hier wäre also eine sehr unbequeme Länge der Platte nöthig, damit der Stift schon in der Ruhe ihr anliegen könnte. Freilich beschränkt sich Hr. Jendrássik an seinem Fallmyographion auf eine Geschwindigkeit von 909 ^{mm}, und er wagt es, die heranrollende Platte den Stift mit abgeschrägtem Rande treffen und bis in ihre Ebene zurückschieben zu lassen,[1] was ich für sehr bedenklich halte. Hr. Fick seinerseits hat eine Hülfsvorrichtung ersonnen, um bei Geschwindigkeiten, die eine Ablenkung des Pendels über 15^0 verlangen, die Platte selber den Stift sich anlegen zu lassen.[2] Die Nothwendigkeit solcher Verwicklung warfen wir gerade den rotirenden Myographien als principiellen Fehler vor. Nach dem Allen kann kein Zweifel sein, dass in Bezug auf die Leichtigkeit und Bequemlichkeit, womit grosse Geschwindigkeiten der Zeichenfläche sich erzeugen und verwenden lassen, das Federmyographion obenan steht.

Leider muss nun aber bemerkt werden, dass wenigstens bei der dem ursprünglichen Helmholtz'schen Myographion entlehnten Einrichtung des Schreibewerkes mit den grossen Geschwindigkeiten nicht soviel gewonnen ist, wie man von vornherein zu glauben geneigt sein könnte. Ganz neu ist diese Einsicht wohl nicht; doch überraschte wenigstens mich das Ergebniss der folgenden Erwägungen, deren Mittheilung daher vielleicht nicht überflüssig erscheint.

Eine Sache für sich ist es, dass bei grossen Geschwindigkeiten am Federmyographion der dieser Klasse von Myographien eigene Uebelstand (s. oben S. 272) hervortritt, dass nämlich die Platte, um Raum für das Myogramm zu bieten, übermässiger Länge bedarf, wozu noch kommt, dass in demselben Maass ihre Bahn verlängert werden muss. Mit Feder I erhält man an dem jetzigen Modell vollständige Myogramme. Mit Feder II reicht die Curve schon kaum bis an das Maximum, [604] mit Feder III

---

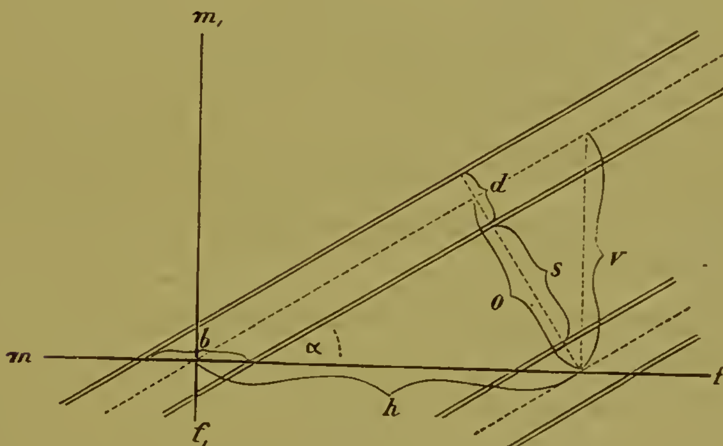
[1] Fall-Myographion u. s. w. S. 7. 8.

[2] Zürcher Vierteljahrsschrift, a. a. O. S. 314. 315.

sieht man nur ihren Anfang. Um für eine gewöhnliche Curve sicher Raum zu bieten, müsste bei der durch Feder III der jetzigen Platte ertheilten Geschwindigkeit die Platte $0 \cdot 15 \times 2500 = 375^{\text{mm}}$ lang sein,[1] wobei freilich die Abnahme der Geschwindigkeit durch Reibung nicht in Anschlag gebracht ist. Immer würde die nöthige Plattenlänge auch hier Schwierigkeiten bereiten.

Der Punkt, um den es sich hier hauptsächlich handelt, ist aber folgender. Nähere Ueberlegung lehrt, dass mit dem jetzigen Schreibewerke Steigerung der Geschwindigkeit über ein gewisses äusserst geringes Maass, abgesehen von den dadurch bedingten Nachtheilen, auch nicht einmal mehr Vortheil bringt. Merklich vergrössert werden dadurch weder mehr der scheinbare Abstand zweier congruenten Curven, noch die Genauigkeit, womit deren wahrer Abstand sich messen lässt.

Fig. 21.



Um dies klar zu machen, denken wir uns zwei congruente Curvenstücke, etwa aus der Mitte des Stadiums der steigenden Energie, als zwei gerade, parallele, von geraden parallelen Rändern begrenzte Streifen, deren Richtung mit der Richtung der Abscissenaxe den Winkel α bildet (s. Fig. 21). In der Figur ist jeder der Streifen, um ihn deutlicher hervortreten zu lassen, durch Doppellinien begrenzt. Von der unregelmässigen Beschaffenheit der Ränder, welche in Russ gezogene Furchen [605] unter dem Mikroskop darbieten, sehen wir ab. Die Dicke der Striche, oder die von Rand zu Rand senkrecht gemessene Breite der Streifen, sei d; ihr von Mitte zu Mitte gemessener orthogonaler, horizon-

---

[1] Vergl. H. Munk's Messungen im Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 814.

taler, verticaler Abstand beziehlich o, h, v. v ist der Weg, den in diesem Zuckungsstadium der Stift in der constanten kleinen Zeit τ durchläuft, in der die Reizung von der oberen zur unteren Reizstelle gelangt, und also ein Punkt der Zeichenfläche den Weg h zurücklegt. Die Geschwindigkeit der Zeichenfläche heisse C, die des Stiftes, die wir vorläufig uns als gegeben denken, C_1. Man hat

$$C = \frac{h}{\tau}, \; C_1 = \frac{v}{\tau}, \; \frac{C_1}{C} = \frac{v}{h} = tg\, \alpha,$$

und folglich

$$o = \tau\, C_1 \cdot \frac{C}{\sqrt{C^2 + C_1^2}} \qquad (*)$$

Man sieht sogleich, dass für $C = \infty$ der Quotient $C : \sqrt{C^2 + C_1^2}$, den wir kürzehalber Q nennen, $= 1$, $o = v$, $\alpha = 0^0$ wird; die Curven fallen zusammen mit der Abscissenaxe. Für $C = C_1$ ist

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0 \cdot 707,$$

für $C = 5C_1$ aber schon $= 0 \cdot 981$; und da Q die Einheit zur Grenze hat, folglich von $C = 5C_1$ bis zu $C = \infty$ nur noch um etwa $0 \cdot 02$ wachsen kann, so ist deutlich, dass Steigerung von C uber $5C_1$ hinaus o nicht merklich vergrössert.

Der scheinbare Abstand s der Curven, auf den es bei Demonstrationen vorzüglich ankommt, ist der orthogonale Abstand der einander zugekehrten Ränder der Curvenstriche (s. die Fig.). s ist $= o - d$; die Curven verschmelzen, wenn $d = o$. Durch Steigerung von C über $5C_1$ hinaus wird also s nicht merklich vergrössert, und nach dieser Seite kein Vortheil erreicht.

Ist $C = 5C_1$, so ist $tg\, \alpha = 0 \cdot 2 =$ etwa $tg\, 12^0$. Myogramme, die am Helmholtz'schen Myographion bei einer Geschwindigkeit von etwa 500^{mm} gezeichnet wurden, lassen im Stadium der steigenden Energie bei fast geradem Verlaufe der Curve eine Neigung von etwa 12^0 gegen den Horizont erkennen. Eine Geschwindigkeit von etwa 500^{mm} genügt also, um [606] den grössten scheinbaren Abstand der Curven zu erhalten, der bei der jetzigen Einrichtung möglich ist.

Der wahre Abstand der Curven h wächst zwar unbegrenzt mit C, nicht aber die Genauigkeit G, mit der h sich messen lässt, und auf die es bei Untersuchungen ankommt. Nehmen wir an, ein verschwindend dünner, horizontaler Mikrometerfaden mf durchschneide das Curvenbild, und nennen wir die Breite, in der dies für jeden der Curvenstriche ge-

schieht, b. (S. die Fig.) Denken wir uns ferner das Bild durch eine Mikrometerschraube dem Faden mf entlang bewegt und die Messung von h dadurch bewirkt, dass der Kreuzungspunkt von mf mit dem verticalen Faden $m_{,}f_{,}$ möglichst genau auf die Mitte von b, erst an der einen, dann an der anderen Curve, eingestellt werde. Der bei solcher Einstellung begangene mittlere Fehler ist nach Hrn. FECHNER und Hrn. VOLKMANN der zu hälftenden Grösse proportional.[1] Da die Fehler eben so gut positiv wie negativ sein können, hat man

$$G = k \cdot \frac{h}{b} = k \cdot \frac{o}{d},$$

wo k eine persönliche Constante. Die Genauigkeit der Messung des wahren Abstandes ist proportional dem orthogonalen Abstande der Curven dividirt durch ihre Dicke, und erreicht also in Wirklichkeit mit wachsender Geschwindigkeit ebenso früh eine Grenze, wie der scheinbare Abstand. Bei anderen Messungsmethoden und mit Berücksichtigung der Unregelmässigkeit der Ränder und der Dicke der Mikrometerfäden oder -Striche, gestalten sich die Dinge etwas anders, insofern der mittlere Fehler nicht mehr einfach b proportional ist; im Wesentlichen wird bei allen das Ergebniss dasselbe sein.

Die Erfahrung bestätigt diese Schlüsse. Mit Feder II und III erhält man, abgesehen davon, dass die jetzige Platte nicht reicht, um das Myogramm vollständig aufzunehmen, keinen grösseren scheinbaren Abstand der Curven, und keine besseren Messungen ihres wahren Abstandes, als mit Feder I. Eine Geschwindigkeit, wie die durch diese Feder erzeugte, möchte am Fall- und Pendelmyographion freilich nur als Grenzge- [607] schwindigkeit zu erreichen sein. Aber auch diese Geschwindigkeit ist nach Obigem schon überflüssig gross, und dafür hat das Fallmyographion den Vorzug fast unverzerrter Bilder, das Pendelmyographion den höherer mechanischer Vollkommenheit.

Die wahre Ueberlegenheit des Federmyographions liegt daher vorläufig nicht in der grossen Geschwindigkeit der Zeichenfläche, sondern erstens in seiner Einfachheit. Ein Blick auf Fig. 20 genügt, um zu zeigen, wie weit es hierin alle anderen Myographien übertrifft. Es nimmt zugleich weniger Raum ein als das Fall- und als das Pendelmyographion. Nach Entfernung des einen Stahlstabes beherbergt ein Glassturz von 47 ^{cm} Länge, 22 ^{cm} Breite und 40 ^{cm} Höhe den ganzen Apparat nebst einer unten noch zu beschreibenden Hülfsvorrichtung. Eine Folge dieser

[1] Elemente der Psychophysik. Bd. I. Leipzig 1860. S. 211 ff.

Einfachheit und geringen Ausdehnung ist die Wohlfeilheit des Federmyographions. Während aber zweitens andere Myographien, meist an eigens dazu vorbereitetem Orte, sorgfältig aufgestellt und justirt sein wollen, ist das Federmyographion jederzeit und überall, in wenigen Minuten auf jedem Tische, versuchbereit. Diese Schlagfertigkeit empfiehlt es besonders für Vorlesungen und Reisende. Auch habe ich damit schon 1866 in der *Royal Institution* der durch Faraday und Hrn. Tyndall verwöhnten Zuhörerschaft der *Friday Evening Lectures* von zwei Reizstellen aus erzeugte Myogramme vorgeführt, die mein Freund Tyndall die Güte hatte, mittels der Dubosq'schen Elektrolampe auf einen Schirm zu projiciren. (S. oben S. 272.)

Sind aber auch die am Federmyographion erreichbaren Geschwindigkeiten unter den bisherigen Voraussetzungen unnütz, so zeigen doch unsere Formeln einen Weg, auf dem wenigstens eine höhere Geschwindigkeit als von $5 C_1$ noch gut zu gebrauchen sein würde. Zunächst bestätigen die Formeln, was ohnehin einleuchtet, dass sowohl der scheinbare Abstand der Curven wie die Genauigkeit der Messung ihres wahren Abstandes mit der Dicke der Striche abnehmen, und dass man also mit möglichst feiner Spitze auf möglichst zarter Russschicht zeichnen solle. Dann aber ist an der Zeit, unser Au- [608] genmerk der Geschwindigkeit des Stiftes zuzuwenden, die wir bisher stets als beständig annahmen.

Formel (*) S. 278 zeigt, dass der orthogonale Abstand der Curven von der Geschwindigkeit des Stiftes in derselben Weise abhängt, wie von der der Zeichenfläche. Für $C_1 = \infty$ wird der Quotient $C_1 : \sqrt{C^2 + C_1^2}$, der Q_1 heissen mag, $= 1$, $o = h$, $\alpha = 90^0$; die Curven richten sich auf, so dass sie mit zwei um h von einander abstehenden Ordinaten zusammenfallen. Für $C = C_1$ ist $Q_1 = Q = 0 \cdot 707$; durch einseitige Vergrösserung von C_1 über eine gewisse Grenze hinaus, wenn sie ausführbar wäre, ist für Vergrösserung von o so wenig zu gewinnen, wie durch solche von C.

Etwas anderes ist es, wenn man C und C_1 zugleich vergrössert. Ver-n-facht man C und C_1, so wird

$$o = n \tau C_1 \ Q = n \tau C Q_1,$$

also gleichfalls ver-n-facht. Es sei $C = C_1$, also $o = 0 \cdot 707 \tau C_1$ oder $= 0 \cdot 707 \tau C$. Werden C und C_1 verdreifacht, so wird $o = 2 \cdot 121 \tau C_1 = 2 \cdot 121 \tau C$, also über zweimal so gross, als hätte man die eine Geschwindigkeit unverändert gelassen, die andere unendlich gross gemacht.

Es ist aber, um in der Wirklichkeit o zu ver-n-fachen, nicht nöthig, dies mit beiden Geschwindigkeiten zu thun. Auch durch Ver-n-fachung nur der einen Geschwindigkeit wird o ver-n-facht, wenn deren n^2-faches

Quadrat gegen das Quadrat der anderen vernachlässigt werden kann. Damit dies erlaubt sei, muss freilich für jedes n das Verhältniss der constant bleibenden zu der zu ver-n-fachenden Geschwindigkeit mindestens einen gewissen Werth haben. Soll z. B. durch Verfünffachung von C_1 allein o nahe verfünffacht werden, so muss schon $C = 15 C_1$, d. h. etwa $= 1500^{mm}$, oder gleich der Maximalgeschwindigkeit bei Anwendung unserer Feder II sein. Man erhält $o = 4 \cdot 75 v$, während man allerdings $o = 4 \cdot 99 v$ findet, wenn man bei $C = 5 C_1$, wo Vergrössern von C allein nichts mehr hilft (s. oben S. 278), C und C_1 zugleich verfünffacht, was für C etwa 2500^{mm}, d. h. die erst durch Feder III erreichbare Geschwindigkeit gäbe. Auf den Unterschied von $0 \cdot 05$ in der Grösse von o kommt es indess nicht an; eine [609] Steigerung der Geschwindigkeit der Platte von 1500 auf 2500^{mm} fällt dagegen sehr in's Gewicht.

Aus naheliegenden Gründen wird man in der Wirklichkeit nicht versuchen, was in der Theorie sonst auf dasselbe hinausläuft, C gegen C_1 verschwinden zu lassen. Sondern die Art, o, und somit auch s und G, ausgiebig zu vergrössern, besteht sichtlich darin, bei in obigem Sinn ausreichender Geschwindigkeit der Zeichenfläche, die Geschwindigkeit des Stiftes zu vergrössern. Innerhalb gewisser, ziemlich enger Grenzen hat dies keine Schwierigkeit. Mit Verlängerung des Schreibehebels wächst v, wenn auch nicht genau proportional. Man kann nun erstens den Hebel relativ verlängern, d. h. den Muskel seinem Drehpunkte näher anbringen, zweitens ihn absolut verlängern. Hr. Marey wendet ungleich längere Hebel als die bei uns üblichen an.[1] Auch Hr. Fick scheint den Hebel des Helmholtz'schen Schreibewerkes schon verlängert zu haben,[2] und ich glaube, dass wir in der Furcht daraus entspringender Fehler zu weit gehen. So werden also grössere Geschwindigkeiten der Zeichenfläche wieder nicht allein nützlich, sondern sogar nothwendig, und die in dieser Rücksicht dem Federmyographion zustehende Ueberlegenheit kommt schliesslich doch noch in Betracht.

Der Grundgedanke unseres Myographions, die Zeichenfläche durch Federkraft zu bewegen, lässt sich übrigens auf andere Formen dieser Fläche übertragen, und mit anderen Arten ihrer Führung verbinden. Man könnte einer pendelnden Platte durch Federkraft Geschwindigkeit ertheilen, ein Cylinder- oder Kreisscheibenmyographion mit einer Feder gleich der an der Chronometerunruhe oder an dem Fick'schen Spiralrheotom[3] versehen u. d. m. Solche Vorrichtungen wären jeden Grades

[1] L. c. p. 422.

[2] A. a. O. S. 309.

[3] Untersuchungen über elektrische Nervenreizung. Braunschweig 1864. 4⁰. S. 5. — Die medicinische Physik. 2. Aufl. Braunschweig 1866. S. 425.

mechanischer Vollkommenheit fähig, und das Pendelmyographion könnte so eingerichtet werden, dass kleinere Geschwindigkeiten, mit kurzem Schreibehebel zu benutzen, durch Fall- [610] kraft, grössere, für den Gebrauch mit langem Hebel bestimmt, durch Federkraft erzeugt würden. Der Stift könnte dann schon der ruhenden Platte anliegen, ohne dass diese übermässig lang zu sein brauchte (vergl. oben S. 276).

An meinem Federmyographion befindet sich noch eine empfehlenswerthe Einrichtung, die, von dessen eigenthümlichem Bewegungsmechanismus unabhängig, an jedem anderen Myographion mit gleichem Vortheil angebracht werden kann. Nach demselben Gedanken, welcher der „feuchten Reizungsröhre“ und dem Rosenthal'schen Troge (s. oben S. 268) zu Grunde liegt, habe ich eine Zuleitungsvorrichtung für Versuche über Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erregung construirt.[1] Sie besteht aus einem länglichen Körper aus Kammmasse, der an einem Ende mit Kugelgelenk versehen, am anderen stumpf zugespitzt, und der seiner Axe nach so durchschnitten ist, dass die eine, feste Hälfte mit dem Kugelgelenk in Verbindung bleibt, die andere, bewegliche, von jener abgehoben und auf sie gelegt werden kann. Auf der ebenen Schnittfläche der festen Hälfte ruht der Nerv. Die Schnittfläche der beweglichen Hälfte ist leicht ausgehöhlt; diese Hälfte dient dem Nerven als Deckel und schützt ihn vor Trockniss. Nahe dem zugespitzten Ende, welches der Kniekehle angedrückt wird, überbrückt der Nerv ein Platinelektrodenpaar; 50 ^{mm} davon befindet sich ein zweites, und dahinter eine Höhlung zur Aufnahme eines Stückes Wirbelsäule. Jede Elektrode hat ihre Klemmschraube.

Schon so bietet die Vorrichtung den Vortheil, dass der Muskelhalter, der Muskel selber und die Verbindung zwischen Muskel und Hebel nicht bedeckt werden, und also sichtbar und zugänglich bleiben. Es ist aber daran noch eine Einrichtung angebracht, die sich als sehr nützlich erweist. Zwischen den beiden Elektrodenpaaren ruht der Nerv in einer Strecke von 40 ^{mm} auf einer wohlgefirnissten kupfernen Fläche. Sie ist die obere Wand eines in den Kammmasse-Körper einge- [611] lassenen kupfernen Behälters. Durch ein Kautschukrohr ist dieser mit einem Trichter verbunden, der eine Frostmischung enthält. Durch Oeffnen eines Hahnes erhält die eiskalte Flüssigkeit Zutritt zum Behälter, aus dem sie durch ein zweites Kautschukrohr entweicht. Nachdem man bei

---

[1] Hr. H. Munk hat zuerst eine Zuleitungsvorrichtung mit festen, in passenden Abständen angebrachten Elektrodenpaaren für Versuche über Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erregung angewendet. Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 799.

Zimmerwärme eine Curve von jeder der beiden Reizstellen aus gezogen hat, erkältet man den Nerven und wiederholt den Versuch. Man erhält nun mit Feder I einen horizontalen Abstand der Curven von 8—10 ^{mm}, und es gelingt so mit grösster Leichtigkeit, nicht allein die zur Fortpflanzung des Reizes nöthige Zeit, sondern auch deren Abhängigkeit von der Temperatur zu zeigen. An heissen Sommertagen bietet die Erkältung des Nerven ein willkommenes Hülfsmittel, um überhaupt deutliche Trennung der Curven zu erreichen.[1]

---

[1] Vergl. H. Munk a. a. O. S. 816. 817.

XII.

Ueber aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete.

Erste Abhandlung.

(Gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 5. August 1869.)[1]

§. I. Einleitung.

In seiner „Anleitung zur Bestimmung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel"[2] stellt GAUSS für die Bewegung eines in dämpfender Umgebung schwingenden Magnetes die Fundamentalgleichung auf

$$0 = \frac{d^2x}{dt^2} + n^2(x - p) + 2\varepsilon\frac{dx}{dt}, \qquad \text{(I)}$$

wo x den dem Stand des Magnetes zur Zeit t, p den seinem Ruhestand entsprechenden Scalentheil, n^2 die magnetische Richtkraft (für die Einheit der Ablenkung) und 2ε die verzögernde Kraft der Dämpfung (für die Einheit der Geschwindigkeit), beide mit dem Trägheitsmoment des Magnetes dividirt, bedeuten. Das Integral dieser Gleichung giebt GAUSS unter der Form

$$x = p + Ae^{-\varepsilon t}\sin\{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,.\,(t - B)\}, \qquad \text{(II)}$$

wo e die Basis der natürlichen Logarithmen ist, A und B die beiden durch die Integration eingeführten willkürlichen Constanten vorstellen. Ohne die verzögernde Kraft der Dämpfung ist nach GAUSS das Integral

$$x = p + A\,.\sin\{n(t - B)\}. \qquad \text{(III)}$$

[808] Nachdem GAUSS aus Gleichung (I) die Theorie der Schwingungsbewegung gedämpfter Magnete hergeleitet hat, sagt er: „Bei allem

---

[1] Monatsberichte der Akademie u. s. w. 1869. S. 807; — Archives des Sciences physiques et naturelles. Genève 1872. t. XLIV. p. 312; — t. XLV. p. 84.

[2] Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins im Jahre 1837. Göttingen 1838. S. 58; — C. F. GAUSS Werke u. s. w. Göttingen 1867. 4⁰. Bd. V. S. 374.

„was bisher entwickelt ist, liegt die Voraussetzung zum Grunde, dass ε „kleiner sei als n; im entgegengesetzten Fall nimmt das Integral der „Fundamentalgleichung eine andere Form an. Man erhält nämlich an- „statt des Gliedes $Ae^{-\varepsilon t} \sin \{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2} \cdot (t - B)\}$, in dem Fall, „wo ε grösser ist als n, zwei Glieder von der Form

$$Ae^{-(\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - n^2})t} + Be^{-(\varepsilon - \sqrt{\varepsilon^2 - n^2})t} \qquad \text{(IV)}$$

„und in dem Fall, wo $\varepsilon = n$ ist, von dieser

$$(A + Bt)\, e^{-\varepsilon t}. \qquad \text{(V)}$$

„In beiden Fällen findet also in der Bewegung gar nichts perio- „disches mehr Statt, sondern der Stand nähert sich asymptotisch dem „Ruhestande. Für unsern Dämpfer ist $\frac{\varepsilon}{n} = 0 \cdot 22152$, und es müsste „also ein mehr als $4^1/_2$ mal stärker wirkender Dämpfer angewandt werden, „um solchen Erfolg hervorzubringen. Offenbar aber würde es dazu nicht „hinreichend sein, die Metallmenge nur in demselben Verhältniss zu ver- „grössern, in sofern diese Vergrösserung nach aussen angebracht werden „müsste, und die äussern Schichten des Metallrahmens vergleichungs- „weise weniger zur Inductionswirkung beitragen als die innern. Allein „es würde nicht einmal anzurathen sein, eine Dämpfung von einer „solchen Stärke anzuwenden, dass die Bewegung aufhörte periodisch zu „sein, theils weil, sobald ε den Grenzwerth n überschreitet, die An- „näherung an den Ruhestand wieder langsamer geschieht, theils weil „man dann den wesentlichen Vortheil verlöre, aus zwei beliebigen, um „T_1" — die Schwingungsdauer des gedämpften Magnetes — „von ein- „ander entfernten Aufzeichnungen den Ruhestand auf eine bequeme Art „berechnen zu können."

So weit Gauss. Er hat den aperiodischen oder schwingungslosen Zustand gedämpfter Magnete, wie man ihn nennen kann, mit geistigem Auge gesehen, ohne ihn wirklich zu beobachten, und seine Andeutungen darüber sind meines Wissens mehr als dreissig Jahre unbeachtet geblieben, obschon [809] sie, wie sich zeigen wird, den Keim einer interessanten Theorie und, Gauss' Meinung zuwider, eines praktisch wichtigen Verfahrens enthielten. Ich habe gefunden, dass jener Zustand sich leicht verwirklichen lässt; und noch Jedem, der von der aperiodischen Bewegung meiner Bussolspiegel Zeuge war, sprang der Vortheil in die Augen, der daraus bei vielen Arten galvanometrischer Versuche erwachsen müsse.

Da die Darstellung, deren sich Gauss im Obigen bedient, den Punkt, auf den es hier ankommt, nicht mit voller Klarheit hervortreten

lässt, so wird es angemessen sein, die Theorie der aperiodischen Bewegung gedämpfter Magnete zunächst etwas ausführlicher zu entwickeln.

§. 11. Allgemeine Gleichung der Bewegung gedämpfter Magnete, und periodische Bewegung solcher Magnete.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass die Ruhelage des Magnetes dem Nullpunkt der Theilung entspreche, also $p = 0$ sei. Indem man sonst die GAUSS'schen Bezeichnungen beibehält, aber zur Abkürzung einen der beiden Werthe von

$$\sqrt{\varepsilon^2 - n^2} = r$$

setzt, erhält man als allgemeines vollständiges Integral der Differentialgleichung (I) die Gleichung

$$x = e^{-\varepsilon t} (A e^{-rt} + B e^{rt}), \qquad \text{(VI)}$$

deren rechte Seite mit (IV) identisch ist.

Zur Bestimmung der Constanten A und B dienen Annahmen über Anfangslage und Anfangsgeschwindigkeit des Magnetes. Denken wir uns den Magnet durch eine äussere Kraft, z. B. durch einen beständigen elektrischen Strom, in der Ablenkung ξ gehalten, die aber nicht grösser sei, als dass nicht die Proportionalität zwischen Ablenkung und Richtkraft noch angenommen werden dürfe, und die Dämpfung merklich den gleichen Werth behalte. Im Augenblick $t = 0$ werde die Kette geöffnet, und der Magnet gleichsam seiner Ruhelage zu fallen gelassen. Für $t = 0$ haben wir dann $x = \xi$ und $\frac{dx}{dt} = 0$. Man findet

[810]

$$A = -\frac{\xi(\varepsilon - r)}{2r},$$

$$B = +\frac{\xi(\varepsilon + r)}{2r},$$

und Gleichung (VI) wird

$$x = \frac{\xi}{2r} \cdot e^{-\varepsilon t}\{(\varepsilon + r)\, e^{rt} - (\varepsilon - r)\, e^{-rt}\}. \qquad \text{(VII)}$$

Die Art der Bewegung des Magnetes, welche durch die Gleichungen (VI) und (VII) dargestellt wird, ist verschieden je nach der Beschaffenheit der Wurzelgrösse r.

Ist $\varepsilon < n$, so ist $r = i\varrho$, wenn wir $\sqrt{-1}$ mit i, und einen der beiden Werthe von $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$ mit ϱ bezeichnen. Gleichung (VI) geht dann unmittelbar über in

$$x = e^{-\varepsilon t}\{(A + B) \cos(\varrho t) - i\,(A - B) \sin(\varrho t)\}, \qquad \text{(VIII)}$$

oder, wenn den Constanten A und B ihr Werth ertheilt wird, in

$$x = \xi \,.\, e^{-\varepsilon t} \left\{ \cos(\varrho t) + \frac{\varepsilon}{\varrho} \sin(\varrho t) \right\} \qquad \text{(IX)}$$

Diese Gleichungen zeigen eine Schwingungsbewegung des Magnetes an, bei der die Amplitude der Schwingungen in einer geometrischen Reihe abnimmt, die bekannte Bewegungsart gedämpfter Magnete. Der Magnet geht durch den Nullpunkt jedesmal dass

$$\operatorname{tg}(\varrho t) = -\frac{\varrho}{\varepsilon},$$

und erreicht seine grösste Elongation jedesmal dass

$$\sin(\varrho t) = 0.$$

Bestimmt man eine Winkelgrösse ϕ durch die Gleichung

$$\operatorname{tg}(\varrho \phi) = -\frac{\varrho}{\varepsilon},$$

so wird Gleichung (IX)

$$x = \xi \,.\, e^{-\varepsilon t} \left[\frac{n}{\varrho} \sin\{\varrho(t - \phi)\} \right]. \qquad \text{(X)}$$

[811] Der von der eckigen Klammer umfasste Factor in dieser Gleichung entspricht dem periodischen Factor in (IX), verschwindet für $\operatorname{tg}(\varrho t) = -\frac{\varrho}{\varepsilon}$ und wird $= 1$ für $\sin(\varrho t) = 0$.

Abgesehen von der von uns vorgenommenen Constantenbestimmung, ist Gleichung (X) einerlei mit (II), oder von der Form, in welcher Gauss das Integral der Fundamentalgleichung unter der stillschweigenden Voraussetzung hingestellt hat, dass $\varepsilon < n$ sei; während er der allgemeinen und ursprünglichen Form des Integrals, nämlich der Gleichung (VI), aus der (II) erst durch eine allerdings geläufige Umformung hervorgeht, erst später bei Erwägung der Möglichkeit, dass $\varepsilon > n$ werde, gedenkt. Was Gauss bewog, die umgeformte Gleichung (II) voranzustellen, ist sichtlich der Umstand, dass in dieser Gestalt die Gleichung sich an die (III) anschliesst, welche die Bewegung des Magnetes ohne Dämpfung darstellt. Setzt man in der Fundamentalgleichung $\varepsilon = 0$, wodurch der die Dämpfung ausdrückende Term verschwindet, so erhält man als allgemeines vollständiges Integral den von Gauss gegebenen Ausdruck (III), und unter denselben Annahmen über Anfangslage und Anfangsgeschwindigkeit, die wir für den Fall der Dämpfung gemacht haben, und für $p = 0$,

$$A = -\xi, \qquad B = \frac{\pi}{2n},$$

$$x = \xi \,.\, \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot nt\right) = \xi \,.\, \cos(nt), \qquad \text{(XI)}$$

wo π in üblicher Bedeutung genommen ist. Die Vergleichung der Ausdrücke (II) und (III), oder (X) und (XI), lässt den Einfluss der Dämpfung auf die Schwingungsbewegung klar übersehen, der sich theils in dem Auftreten des die Amplituden vermindernden Factors $e^{-\varepsilon t}$, theils in dem langsameren Wachsen des Argumentes der periodischen Function ausspricht, wodurch eine grössere Schwingungsdauer angezeigt wird. Da es Gauss zunächst auf diesen Vergleich ankam, der Fall $\varepsilon > n$ ihm dagegen nur als theoretisches Curiosum vorschwebte, durfte es ihm gleichgültig sein, dass bei seiner Darstellung [812] der unmittelbare Einblick in den Uebergang der periodischen zur aperiodischen Bewegung, der bei $\varepsilon = n$ stattfindet, verloren ging.

§. III. Aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete.

In dem Falle $\varepsilon > n$, wo also r reell ist, gilt Gleichung (VII), wie sie dasteht. Die Bewegung ist nicht mehr periodisch, sondern die Ablenkung als Function der Zeit wird dargestellt durch den Unterschied der Ordinaten zweier Exponentialcurven, die sich der Abscissenaxe asymptotisch nähern. Der Werth $t = \infty$ ist der einzige mögliche, der $x = 0$ macht. Fällt also der Magnet von der Ablenkung ξ, welche beliebig gross gedacht werden kann, ohne Anfangsgeschwindigkeit herab, so wird der Nullpunkt nicht überschritten, sondern erst nach unendlicher Zeit erreicht. Die Curve der Ablenkungen bezogen auf die Zeit hebt bei $t = 0$ mit der Ordinate ξ und mit horizontaler Tangente an, und hat zuerst einen gegen die Abscissenaxe concaven Verlauf. Die Curve der Geschwindigkeiten

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\xi n^2}{2\,r} \,.\, e^{-\varepsilon t} \left(e^{-rt} - e^{rt}\right) \qquad \text{(XII)}$$

ist am Ursprunge concav gegen die Abscissenaxe, und erreicht ein negatives Maximum für

$$t = \frac{1}{2r} \text{ log. nat. } \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r}, \qquad \text{(XIII)}$$

welchem t also ein Wendepunkt der Curve der Ablenkungen entspricht. Nach genau der doppelten Zeit folgt der Wendepunkt der Curve der Geschwindigkeiten, die sich gleichfalls der Abscissenaxe asymptotisch anschliesst. Die Ordinaten beider Curven sind für gleiche Zeiten ξ proportional.

Eine bemerkenswerthe Vereinfachung tritt in vielen Beziehungen ein für den Grenzfall, dass $n = \varepsilon$, oder dass $r = 0$ wird. Das Integral der Differentialgleichung ist alsdann [vergl. oben S. 285 (V)]

$$x = (A + Bt)\, e^{-\varepsilon t},$$

A findet man $= \xi$, $B = \varepsilon\xi$, und man hat

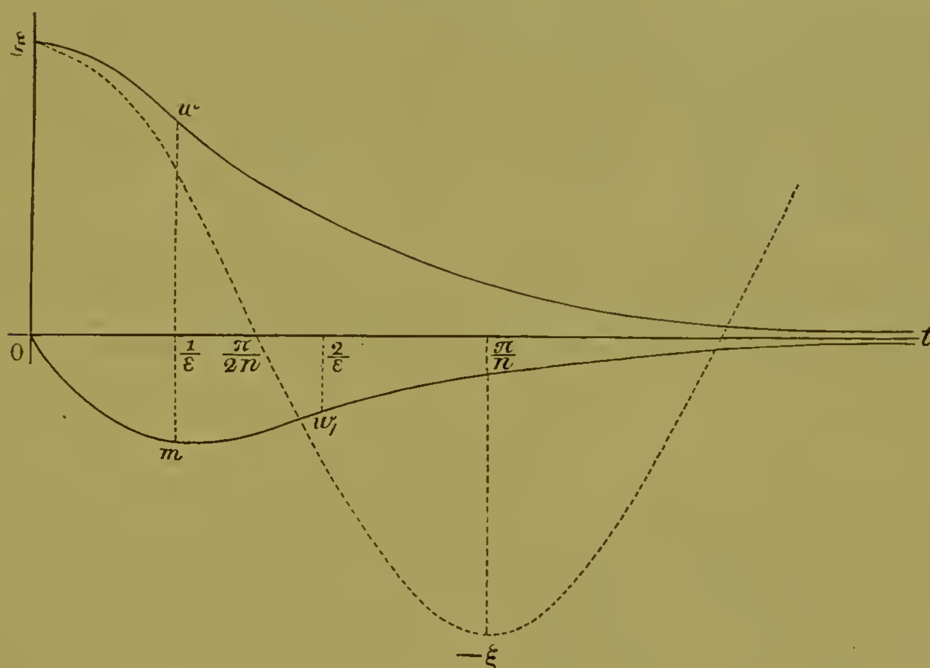
$$x = \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}(1 + \varepsilon t). \qquad \text{(XIV)}$$

[813] Diese Gleichung, und die davon abgeleitete

$$\frac{dx}{dt} = \xi \,.\, \varepsilon^2 t e^{-\varepsilon t} \qquad \text{(XV)}$$

lassen sich leichter discutiren als die allgemeineren (VII) und (XII). Einige der sich dabei ergebenden Beziehungen sind in Fig. 22 dargestellt, in welcher $\xi = 2$, $\varepsilon = n = 1$ gesetzt sind. Die oberhalb der Abscissenaxe verlaufende Curve ($\xi w t$) ist die der Ablenkungen, die unter-

Fig. 22.



halb ($0\,m w_1 t$) die der Geschwindigkeiten. Die punktirte Curve (ξ, $\frac{\pi}{2n}$, $-\xi$) ist die Sinuscurve der Ablenkungen ohne Dämpfung, und stellt Gleichung (XI) für $n = 1$ dar. Der Wendepunkt der Curve der Ablenkungen und das Maximum der Curve der Geschwindigkeiten treten ein zur Zeit

$$t = \frac{1}{\varepsilon}. \qquad \text{(XVI)}$$

In der doppelten Entfernung vom Nullpunkt, also zur Zeit

$$t = \frac{2}{\varepsilon} \qquad \text{(XVII)}$$

tritt auch hier der Wendepunkt der letzteren Curve ein. Die Ordinaten der Curven sind für gleiche Zeiten ξ proportional.

[814] Wird endlich ε im Vergleich zu n so gross, oder, was völliger Astasie des Magnetes entspräche, n im Vergleich zu ε so klein, dass n gegen ε verschwindet und r merklich $= \varepsilon$ ist, so nimmt das allgemeine vollständige Integral unserer Fundamentalgleichung abermals eine andere Gestalt an. Setzt man nämlich $n^2 = 0$, so wird jenes Integral

$$x = A \,.\, e^{-2\varepsilon t} + B, \qquad \text{(XVIII)}$$

wo A und B die beiden willkürlichen Integrationsconstanten bedeuten. Unter denselben Annahmen über Anfangslage und Anfangsgeschwindigkeit wie früher, findet man

$$A = 0,\ B = \xi,\ x = \xi. \qquad \text{(XIX)}$$

Der Magnet bleibt also bei ξ stehen, und die der Abscissenaxe parallele Gerade, welche ξ zur Ordinate hat, ist die Grenze, der sich die Curven der Ablenkungen bezogen auf die Zeit nähern, wenn n im Vergleich zu ε immer kleiner wird. Erhält aber unter diesen Umständen der Magnet im Augenblick $t = 0$ bei ξ einen Stoss, der ihm eine Geschwindigkeit $\pm\ c$ ertheilt, so wird

$$A = \mp \frac{c}{2\,\varepsilon},\ B = \xi \pm \frac{c}{2\,\varepsilon},\ x = \xi \pm \frac{c}{2\,\varepsilon}\,(1 - e^{-2\varepsilon t}). \qquad \text{(XX)}$$

Der Magnet bewegt sich also mit abnehmender Geschwindigkeit

$$\frac{dx}{dt} = \pm\ c e^{-2\varepsilon t}$$

dem Punkte $\xi \pm \frac{c}{2\,\varepsilon}$ zu, wo er nach unendlicher Zeit stehen bleibt. Der Vorgang ist der Form nach genau der nämliche wie in dem Falle, wo ein Körper nach erhaltenem Stosse sich in einem Mittel bewegt, das ihm einen seiner Geschwindigkeit proportionalen Widerstand entgegensetzt; und dies ist die höchste Stufe des Arago'schen Phaenomens des Rotationsmagnetismus.

§. IV. Uebersicht der Bewegungsformen ungedämpfter und gedämpfter Magnete.

Je nach den Werthen von ε und n nimmt also das Integral der Fundamentalgleichung die fünf verschiedenen Formen an, welche folgende Uebersicht nochmals im Zusammenhange zeigt.

[815]

$$x = \xi \text{ und } \frac{dx}{dt} = 0 \text{ für } t = 0$$

Bewegung periodisch.	$\varepsilon = 0$	$x = A \,.\, \sin\{n(t - B)\} \ldots$ (III)	$= \xi \,.\, \cos(nt)$
			$= \xi \,.\, \sin\left(\frac{\pi}{2} - nt\right) \ldots$ (XI)
	$\varepsilon < n$, r imaginär, $= i\varrho$	$x = e^{-\varepsilon t}\{(A + B)\cos(\varrho t) - i(A - B)\sin(\varrho t)\}$ (VIII)	$= \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}\left[\frac{n}{\varrho}\sin\{\varrho(t - \phi)\}\right] \ldots$ (X)
			$= \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}\left\{\cos(\varrho t) + \frac{\varepsilon}{\varrho}\sin(\varrho t)\right\} \ldots$ (IX)
Bewegung aperiodisch.	$\varepsilon = n$, $r = 0$	$x = e^{-\varepsilon t}(A + Bt) \ldots$ (V)	$= \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}(1 + \varepsilon t) \ldots$ (XIV)
	$\varepsilon > n$, r reell	$x = e^{-\varepsilon t}(Ae^{-rt} + Be^{rt}) \ldots$ (VI)	$= \frac{\xi}{2r} \,.\, e^{-\varepsilon t}\{(\varepsilon + r)e^{rt} - (\varepsilon - r)e^{-rt}\}$ (VII)
	$n = 0$, $r = \varepsilon$	$x = A \,.\, e^{-2\varepsilon t} + B \ldots$ (XVIII)	$= \xi \ldots$ (XIX)

[816] Aus (IX) wird durch $\varepsilon = 0$ (XI), durch $\varepsilon = n$ (XIV); aus (VII) durch $\varepsilon = n$ (XIV), durch $n = 0$ (XIX). Dieser Uebergang der verschiedenen Formen in einander ist das analytische Abbild des allmählichen Ueberganges, der in Wirklichkeit von den Schwingungen des ungedämpften Magnetes bis zur völligen Astasie des gedämpften Magnetes führt.

Die Schwingungsdauer des gedämpften Magnetes ist nach Gauss

$$T_1 = \frac{\pi}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}. \qquad \text{(XXI)}$$

Wird also $\varepsilon =$ oder $> n$, d. h. die Bewegung aperiodisch, so spricht sich dies darin aus, dass der Ausdruck für die Schwingungsdauer unendlich gross, beziehlich imaginär wird.

Der Ausdruck für das in natürlichen Logarithmen angegebene logarithmische Decrement der Schwingungen des gedämpften Magnetes ist

$$\lambda = \varepsilon T_1 = \frac{\varepsilon\pi}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}.$$

Für $\varepsilon = n$ ist λ unendlich, schon die zweite Amplitude verschwindet im Vergleich zur ersten. Für $\varepsilon > n$ ist λ imaginär, und auch so giebt sich die eingetretene Schwingungslosigkeit zu erkennen.

§. V. Aperiodische Bewegung mit Anfangsgeschwindigkeit.

Wir wollen jetzt einen Fall betrachten, dessen Behandlung wesentlich dazu beitragen wird, unsere Kenntniss der aperiodischen Bewegung gedämpfter Magnete zu vervollständigen. Dies ist der Fall, wo die Anfangsgeschwindigkeit nicht Null ist, sondern einen negativen Werth $- c$, also im Sinne der Richtkraft, besitzt. Die Constanten A und B werden beziehlich in Gleichung (VI)

$$\frac{c - \xi(\varepsilon - r)}{2r}, \quad \frac{-c + \xi(\varepsilon + r)}{2r},$$

und in Gleichung (V)

[817] $$\xi, \quad -c + \varepsilon\xi;$$

die Gleichungen selber

$$x = \frac{e^{-\varepsilon t}}{2r}\left[\{c - \xi(\varepsilon - r)\}\, e^{-rt} - \{c - \xi(\varepsilon + r)\}\, e^{rt}\right], \qquad \text{(XXII)}$$

$$x = e^{-\varepsilon t}\{\xi - t(c - \varepsilon\xi)\}. \qquad \text{(XXIII)}$$

Die Bewegung ist aperiodisch; übersteigt aber c in jedem der beiden Fälle (XXII) und (XXIII) einen gewissen Werth, den wir bald näher betrachten wollen, so wird der Nullpunkt überschritten. Noch ehe c diesen Werth erreicht, werden die Curven der Ablenkungen und der

Geschwindigkeiten von $t = 0$ ab convex gegen die Abscissenaxe. Im Falle (XXIII) tritt dies z. B. ein bei $c > {}^1/_2\, \varepsilon \xi$ für erstere, bei $c > {}^1/_3\, \varepsilon \xi$ für letztere Curve, während, wie wir sehen werden, erst von $c > \varepsilon \xi$ ab der Nullpunkt überschritten wird. Dies Ueberschreiten geschieht im Falle (XXII) zur Zeit

$$t_0 = \frac{1}{2r} \log \frac{c - \xi(\varepsilon - r)}{c - \xi(\varepsilon + r)},$$

im Falle (XXIII) zur Zeit

$$t_0 = \frac{\xi}{c - \varepsilon\xi}.$$

Jenseit des Nullpunktes kehrt der Magnet in seiner Bewegung um, im Falle (XXII) zur Zeit

$$t_{max} = \frac{1}{2r} \log \frac{(\varepsilon + r)\{c - \xi(\varepsilon - r)\}}{(\varepsilon - r)\{c - \xi(\varepsilon + r)\}},$$

im Falle (XXIII) zur Zeit

$$t_{max} = \frac{c}{\varepsilon(c - \varepsilon\xi)},$$

zu welchen Zeiten $\frac{dx}{dt}$ durch Null geht. Die Curve der Ablenkungen ist vom Nullpunkt der Scale ab concav gegen die Abscissenaxe der Zeiten; es erfolgt aber ein positives Maximum der Geschwindigkeit, sowie ein Wendepunkt der Curve der Ablenkungen im Falle (XXII) zur Zeit

[818]
$$t_w = \frac{1}{2r} \log \frac{(\varepsilon + r)^2\{c - \xi(\varepsilon - r)\}}{(\varepsilon - r)^2\{c - \xi(\varepsilon + r)\}},$$

im Falle (XXIII) zur Zeit

$$t_w = \frac{2c - \varepsilon\xi}{\varepsilon(c - \varepsilon\xi)}.$$

Darauf nähert sich der Magnet von der anderen Seite her asymptotisch dem Ruhestande. Auch die Curve der Geschwindigkeiten nähert sich schliesslich asymptotisch der Abscissenaxe, nachdem sie im Falle (XXII) zur Zeit

$$t_{w,} = \frac{1}{2r} \log \frac{(\varepsilon + r)^3\{c - \xi(\varepsilon - r)\}}{(\varepsilon - r)^3\{c - \xi(\varepsilon + r)\}},$$

im Falle (XXIII) zur Zeit

$$t_{w,} = \frac{3c - 2\varepsilon\xi}{\varepsilon(c - \varepsilon\xi)}$$

einen Wendepunkt gehabt hat.

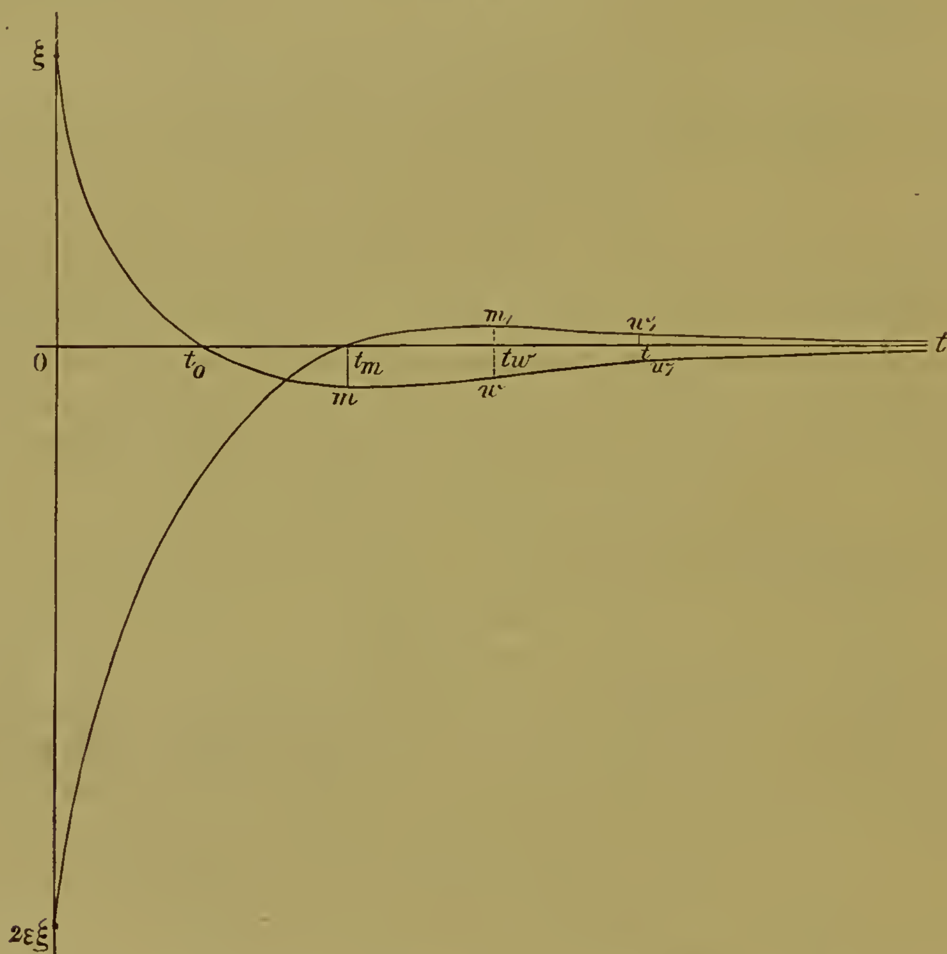
Die Zeiten t_0, t_{max}, t_w, $t_{w,}$ bilden also in beiden Fällen Glieder einer arithmetischen Reihe, deren beständiger Unterschied im Falle (XXII)

$$\frac{1}{2r} \log \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r},$$

im Falle (XXIII) $\frac{1}{\varepsilon}$ beträgt [vergl. oben S. 288. 289, (XII, XVI, XVII)].

In Fig. 23 zeigt $\xi t_0 m w t$ die durch (XXIII) dargestellte Curve der Ablenkungen bezogen auf die Zeit, nebst der zugehörigen Curve der Geschwindigkeiten ($2\,\varepsilon\xi$, $t_m m_, w_, t$), unter sonst denselben Annahmen wie in Fig. 22; die Curve der Ablenkungen ist von ihrem negativen Maximum m ab dieselbe wie in Fig. 22, nur mit verkleinerten Ordinaten. Die Anfangsgeschwindigkeit c ist in der Figur $= 2\,\varepsilon\xi = 4$ gesetzt. [819]

Fig. 23.



Da die Zeit in ihrem Fortschritt nicht negativ werden kann, haben die Ausdrücke für t_0 eine wirkliche Bedeutung nur wenn in dem auf den Fall (XXII) bezüglichen Ausdruck die Grösse unter dem Logarithmus positiv und > 1, also

$$c > \xi\,(\varepsilon + r), \qquad \text{(XXIV)}$$

wo r, wie stets von hier ab, einen positiven Werth hat; oder wenn in dem auf den Fall (XXIII) bezüglichen Ausdruck

$$c > \varepsilon \xi \qquad \text{(XXV)}$$

ist. Noch für $c = \xi (\varepsilon + r)$ im ersten, $c = \varepsilon \xi$ im zweiten Falle wird der Nullpunkt erst nach unendlicher Zeit erreicht, und zwar nehmen dabei die Gleichungen (XXII) und (XXIII) beziehlich die einfachen Formen an

[820]
$$x = \xi \,.\, e^{-(\varepsilon + r)t} \qquad \text{(XXVI)}$$
$$x = \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}. \qquad \text{(XXVII)}$$

Ist $r = \varepsilon$, oder gilt Gleichung (XX), so muss $c = 2 \varepsilon \xi$ sein, damit der Magnet den Nullpunkt erreiche, und $> 2 \varepsilon \xi$, damit er ihn überschreite. Ist $c = 2 \varepsilon \xi + \delta$, so bleibt er bei $-\frac{\delta}{2\varepsilon}$ stehen.

§. VI. Herleitung der Bedingung für die zum Ueberschreiten des Nullpunktes nöthige Anfangsgeschwindigkeit.

Der Sinn der Bedingung für die zum Ueberschreiten des Nullpunktes nöthige Anfangsgeschwindigkeit in den durch die Gleichungen (XXII) und (XXIII) dargestellten Fällen ergiebt sich aus folgender Betrachtung. Es ist offenbar gleichgültig, ob dem Magnete zu einer Zeit t_0, wo er aus einer Ablenkung x_0 fallen gelassen wird, eine Geschwindigkeit $-c_0$ ertheilt werde, oder ob er zur Zeit t_0 bei x_0 anlangend, dieselbe Geschwindigkeit $-c_0 = \frac{dx_0}{dt}$ durch Fallen aus einer höheren Ablenkung ξ, gleichsam als Fallgeschwindigkeit, erlange. Keine Fallgeschwindigkeit $\frac{dx_0}{dt}$, die der Magnet bei x_0 durch Fallen von einem beliebig hohen ξ hätte erlangen können, würde also, wenn sie dem Magnete beim Fallenlassen von x_0 zur Zeit t_0 als Anfangsgeschwindigkeit $-c_0$ ertheilt würde, ihn über den Nullpunkt führen. Denn obschon in Wirklichkeit die Anwendung unserer Formeln der oben S. 286 erwähnten Beschränkung unterliegt, gelten sie in der Idee für jeden denkbaren Werth von ξ, und wenn also der Magnet die Geschwindigkeit $\frac{dx_0}{dt} = -c_0$ durch Fallen von jenem beliebig hohen ξ erlangt hätte, würde er sich asymptotisch der Ruhelage nähern.

Die Rechnung bestätigt diese Schlüsse. Der Einfachheit halber sei die Bewegung nur eben aperiodisch, d. h. $\varepsilon = n$, und demgemäss ihre Gleichung [s. oben S. 289 (XIV)]

$$x = \xi \,.\, e^{-\varepsilon t} (1 + \varepsilon t),$$

[821] x_0 eine Ordinate zu t_0. Indem wir den Coordinatenursprung von

$t = 0$ nach $t = t_0$ verlegen, verwandeln wir der Form nach den Vorgang in den durch Gleichung (XXIII) dargestellten, und haben also

$$x = e^{-\varepsilon(t - t_0)} \left\{ x_0 - (t - t_0) \left(- \frac{dx_0}{dt} - \varepsilon x_0 \right) \right\} \quad \text{(XXVIII)}$$

Es ist aber, nach Gleichung (XIV) und (XV),

$$x_0 = \xi \,.\, e^{-\varepsilon t_0} (1 + \varepsilon t_0),$$
$$\frac{dx_0}{dt} = - \xi \,.\, \varepsilon^2 t_0 \, e^{-\varepsilon t_0}.$$

Diese Werthe in (XXVIII) eingesetzt liefern wieder die ursprüngliche Gleichung (XIV), d. h. der Nullpunkt wird nicht überschritten, wenn dem Magnete bei x_0 eine Geschwindigkeit ertheilt wird, wie er sie dort durch Fallen von einem beliebig hohen ξ hätte erlangen können. x kann erst Null werden, wie Gleichung (XXVIII) uns abermals vorführt, wenn

$$- \frac{dx_0}{dt} > \varepsilon x_0, \text{ d. h. } c_0 > \varepsilon x_0.$$

Dieselbe Schlussfolge führt unter der Annahme $\varepsilon > n$ zur Bedingung

$$- \frac{dx_0}{dt} > (\varepsilon + r) x_0, \text{ d. h. } c_0 > (\varepsilon + r) x_0,$$

entsprechend der Ungleichheit (XXIV) auf S. 294. So werden wir darauf hingewiesen, dass εx, $(\varepsilon + r) x$ vielleicht allgemein die Grenzgeschwindigkeiten seien, die beziehlich für $\varepsilon = n$, $\varepsilon > n$ der Magnet bei x durch Fallen aus einer beliebig hohen Anfangslage erlangen könne. Es handelt sich darum, die Richtigkeit dieser Vermuthung zu prüfen.

Dazu müssen wir von der Betrachtung der Geschwindigkeit als Function der Zeit und Anfangslage $\frac{dx}{dt} = f(t, \xi)$, übergehen zur Betrachtung der Geschwindigkeit als Function der Ablenkung und Anfangslage $\frac{dx}{dt} = \phi(x, \xi)$. Letztere Function [822] lässt sich nun zwar nicht explicit darlegen; dies verhindert aber nicht, den Verlauf der entsprechenden Curve soweit festzustellen, als für unsere Zwecke nöthig ist. Aus Gründen, die bald einleuchten werden, berücksichtigen wir zunächst nur den Fall $\varepsilon = n$, oder die Bewegungsgleichung (XIV).

Der Kürze halber setzen wir

$$x' = \frac{dx}{dt}, \; x'' = \frac{dx'}{dt}, \; x''' = \frac{dx''}{dt}.$$

Wir haben dann die Gleichungen

$$x = + \xi \,.\, e^{-\varepsilon t} (1 + \varepsilon t)$$
$$x' = - \xi \,.\, e^{-\varepsilon t} \varepsilon^2 t$$

$$x'' = + \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}\, \varepsilon^2 (\varepsilon t - 1)$$
$$x''' = - \xi \,.\, e^{-\varepsilon t}\, \varepsilon^3 (\varepsilon t - 2).$$

Nun ist allgemein

$$\frac{dx'}{dx} = \frac{x''}{x'}, \quad \frac{d^2x'}{dx^2} = \frac{x'x''' - x''^2}{x'^3}.$$

Hieraus ergeben sich, durch Einsetzen obiger Werthe für x', x'', x''', folgende Beziehungen:

$$\frac{dx'}{dx} = \frac{1 - \varepsilon t}{t}, \quad \frac{d^2x'}{dx^2} = \frac{1}{\xi \,.\, e^{-\varepsilon t}\, \varepsilon^2 t^3}.$$

Mit Hülfe dieser Gleichungen lässt sich der Verlauf der gesuchten Curve $x' = f(x)$ zwischen den Grenzen $x = 0$, $x = \xi$ deshalb discutiren, weil, während t von Null bis ∞ stetig wächst, x stetig von ξ bis Null abnimmt.

Aus dem Werthe von $\frac{d^2x'}{dx^2}$ folgt zunächst, dass die Curve zwischen den angegebenen Grenzen keinen Wendepunkt hat, sondern der Abscisse stets ihre Concavität zukehrt. Aus dem Werthe von $\frac{dx'}{dx}$ folgt ferner, dass die Curve bei $x = 0$ aus der Abscissenaxe herabsteigt unter einem Winkel, dessen Tangente den absoluten Werth ε hat. Sie hat dann für $t = \frac{1}{\varepsilon}$ (XVI) oder $x = \frac{2}{e}\xi$ ein Maximum im absoluten Betrage von $\frac{\varepsilon}{e}\xi$, und [823] kehrt bei ξ zur Abscissenaxe zurück mit darauf senkrechter Tangente; denn für $t = 0$ ist

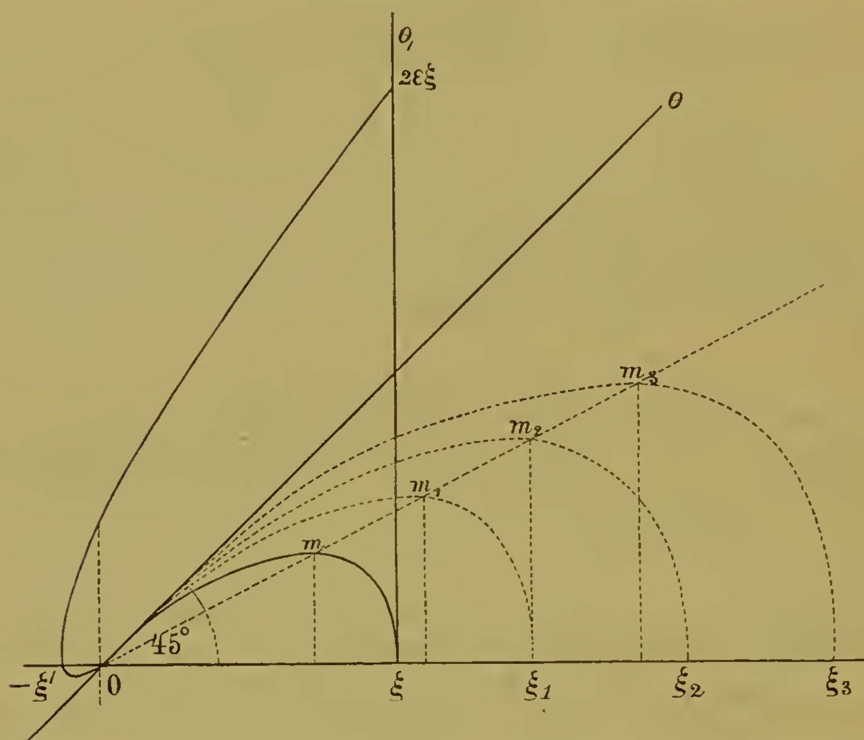
$$\frac{dx'}{dx} = \infty.$$

Unter denselben Annahmen, wie den bei Fig. 22 gemachten, sieht daher unsere Curve etwa aus, wie die ausgezogene Curve $0m\xi$ in Fig. 24, in welcher die Geschwindigkeiten, obschon analytisch negativ, der Anschaulichkeit halber über der Abscissenaxe aufgetragen, und 0θ, $\xi\theta$, die Tangenten an den letzten Elementen der Curve bei 0 und ξ sind. Da wir in der Figur $\varepsilon = 1$ gemacht haben, ist der Winkel $\theta 0 \xi = 45^0$.

Dies ist der allgemeine Verlauf der Curve für jeden Werth von ξ. Es erübrigt sich ein Bild davon zu machen, wie sich die Curve mit ξ ändert. Sowohl die Ordinaten als die Abscissen der Curve sind für ein gegebenes t proportional ξ (s. oben S. 289); die den verschiedenen Werthen des Parameters ξ entsprechenden Curven sind also einander ähnlich. Da die Curven vom Nullpunkte sämmtlich unter dem Winkel

[824] ausstrahlen, dessen Tangente ε ist, während der ξ-Punkt auf der Abscissenaxe weiter hinaus verlegt wird, so bilden die durch Vergrösserung von ξ aus $0 m \xi$ entstehenden Curven eine Schaar, wie Fig. 24 in den punktirten Curven $0 m_1 \xi_1$, $0 m_2 \xi_2$, ... zeigt. Fasst man einen

Fig. 24.



Punkt einer der Curven in's Auge, so rückt in dem Maasse, wie ξ wächst, der Punkt auf der durch ihn und den Nullpunkt gelegten Geraden

$$x' = -\frac{\varepsilon t}{\varepsilon t + 1} \cdot \varepsilon x \qquad \text{(XXIX)}$$

weiter fort; denn alsdann wachsen Ordinaten und Abscissen des Punktes proportional ξ. Z. B. das Maximum unserer Curve $x' = \phi(x, \xi)$ bewegt sich wegen $t = \frac{1}{\varepsilon}$ (XVI) auf der Geraden

$$x' = -\frac{1}{2}\,\varepsilon x$$

(s. $0 m m_1 m_2 m_3$ in der Figur); der dem Wendepunkte der Curve $x' = f(t, \xi)$ (s. oben S. 296) entsprechende Punkt wegen $t = \frac{2}{\varepsilon}$ (XVII) auf der Geraden

$$x' = -\frac{2}{3}\,\varepsilon x$$

u. s. w.; endlich der dem Nullpunkte nächste Punkt wegen $t = \infty$ auf der Geraden

$$x' = -\varepsilon x$$

(s. 0θ in der Figur).

Macht man zuletzt ξ unendlich, und soll Gleichung (XIV) für ein endliches x erfüllt sein, so muss auch t unendlich sein. Erst nach unendlicher Zeit trifft der aus dem Unendlichen fallende Magnet im Endlichen ein, wobei seine Geschwindigkeit für endliche Zeit unendlich ist. Im Endlichen aber besteht, wie wir eben sahen, wegen $t = \infty$ in Gleichung (XXIX), zwischen seiner Geschwindigkeit und Ablenkung in jedem Augenblicke die Relation

$$x' = -\varepsilon x.$$

Die durch diese Gleichung dargestellte Gerade 0θ in der Figur ist somit die Grenze, der sich im Endlichen [825] unsere Curven nähern, wenn ξ in's Unendliche wächst; was schon aus ihrer Aehnlichkeit ohne Weiteres erhellt, übrigens sich den Gleichungen (XIV) und (XV) auch unmittelbar entnehmen lässt. Der durch Division beider Gleichungen erhaltene Werth von t in (XIV) eingesetzt giebt

$$\varepsilon \xi = (x' + \varepsilon x)\, e^{-\frac{x'}{x' + \varepsilon x}};$$

eine Relation, die für $\xi = \infty$ nur stattfindet, wenn $x' = -\varepsilon x$ ist.

Damit sind wir am Ziele. In jeder für uns in Betracht kommenden Entfernung vom Nullpunkte können wir die Gerade 0θ für die Curve selber nehmen, in der die Geschwindigkeit des aus verhältnissmässig sehr grosser Ferne fallenden Magnetes abnehmen würde; diese Abnahme geschähe den Ablenkungen proportional. Die Ordinaten der Geraden 0θ geben folglich für jedes x die grösste Fallgeschwindigkeit an, welche der Magnet dort erlangen könnte, und mit der er also noch nicht den Nullpunkt überschreiten würde. Setzen wir $x = \xi$, so folgt $-\varepsilon\xi$ als grösste bei ξ erreichbare Fallgeschwindigkeit. Es muss also im Fall $\varepsilon = n$ dem Magnete bei ξ, damit der Nullpunkt überschritten werde, eine Anfangsgeschwindigkeit $c > \varepsilon\xi$ (XXV) ertheilt werden; und so hat in diesem Fall unsere Vermuthung sich bestätigt.

Setzt man wie in Fig. 23 $c = 2\varepsilon\xi = 4$, so zeigt die Curve $(2\varepsilon\xi, -\xi', 0)$ in Fig. 24, wie etwa die Curve der Geschwindigkeiten bezogen auf die Ablenkungen sich gestaltet, wenn der Magnet in Folge einer ihm bei ξ ertheilten Anfangsgeschwindigkeit den Nullpunkt überschreitet. Das Stück $(-\xi', 0)$ der Curve ist natürlich nach demselben Gesetze gebildet wie die Curven $0m\xi$, $0m_1\xi_1, \ldots$, und das verkleinerte Gegenstück dazu.

Die Gleichung

$$x = e^{-\varepsilon t}\{\xi - t(c - \varepsilon\xi)\}$$

[(XXIII) S. 292], welche im Falle $\varepsilon = n$ die Bewegung des Magnetes mit der Anfangsgeschwindigkeit $-c$ vorstellt, geht für $c = \varepsilon\xi$ über in

$$x = \xi \cdot e^{-\varepsilon t}$$

[(XXVII) S. 295]. Anstatt als Anfangsgeschwindigkeit, können [826] wir uns $c = \varepsilon\xi$ jetzt aber auch als Fallgeschwindigkeit, durch Fallen aus dem Unendlichen entstanden, denken, indem wir annehmen, dass die Zeit von dem Augenblick an, wo der aus dem Unendlichen fallende Magnet durch die Lage ξ hindurchging, neu gezählt werde. Der aus dem Unendlichen nach unendlicher Zeit im Endlichen angelangte Magnet würde den Nullpunkt also erst nach abermals unendlicher Zeit erreichen. Uebrigens stösst hier die Umkehrung der Gleichung zwischen x und t auf keine Schwierigkeit mehr, daher in diesem Falle die Gleichung $x' = \phi(x, \xi)$ selber darstellbar wird. Man hat

$$x' = -\xi \cdot \varepsilon e^{-\varepsilon t},$$

und indem man für $e^{-\varepsilon t}$ seinen Werth aus (XXVII) setzt, erhält man dem Obigen entsprechend

$$x' = -\varepsilon x,$$

wie umgekehrt Gleichung (XXVII) aus der Integration des letzteren Ausdruckes hervorgeht, wenn man zur Constantenbestimmung $x = \xi$ für $t = 0$ setzt.

Wendet man dieselben Betrachtungen auf den Fall $\varepsilon > n$ an, so findet man

$$\frac{dx'}{dx} = \frac{(\varepsilon - r)\,e^{rt} - (\varepsilon + r)\,e^{-rt}}{e^{-rt} - e^{rt}},$$

$$\frac{d^2x'}{dx^2} = -\frac{1}{\xi \cdot n^2 e^{-\varepsilon t}}\left\{\frac{2r}{e^{-rt} - e^{rt}}\right\}^3.$$

Die Curve $x' = \phi(x, \xi)$ ist also auch in diesem Fall ohne Wendepunkt, concav gegen die Abscissenaxe, mit einem Maximum für den oben (XIII) gefundenen Werth von t; die Tangente des Winkels am Nullpunkte beträgt $\varepsilon - r$; am ξ-Punkte ist der Winkel ein rechter. Die Curven für verschiedene ξ sind einander ähnlich. Für $\xi = \infty$ muss auch hier $t = \infty$ sein, wenn x endlich sein soll; als diesem Fall entsprechende Grenzgestalt der Curvenschaar erhält man aber hier die Gerade

$$x' = -(\varepsilon - r)\,x;$$

$(\varepsilon - r)\,\xi$ ist die bei ξ erreichbare Grenzgeschwindigkeit. Auch hier folgt dasselbe unmittelbar aus dem durch Eliminiren von t zwischen (VII) und (XII) erhaltenen Ausdruck

[827]

$$\xi^{2r} = \frac{\left(x + \frac{x'}{\varepsilon + r}\right)^{\varepsilon + r}}{\left(x + \frac{x'}{\varepsilon - r}\right)^{\varepsilon - r}},$$

dessen rechte Seite für $x' = -(\varepsilon - r)x$ unendlich wird.

Als obere Grenze der Anfangsgeschwindigkeit, welche dem Magnete bei ξ ertheilt, ihn für $\varepsilon > n$ noch nicht über den Nullpunkt führt, fanden wir oben S. 294 (XXIV) den Werth $(\varepsilon + r)\xi$. In diesem Falle trifft also unsere Vermuthung hinsichtlich der Bedeutung dieser Grenze in etwas anderer Form zu, als in dem Fall $\varepsilon = n$. Es muss die dem Magnete bei ξ ertheilte Anfangsgeschwindigkeit die bei ξ erreichbare höchste Fallgeschwindigkeit, unstreitig der stärkeren Dämpfung halber, noch um mehr als $2r\xi$ übertreffen, damit der Nullpunkt überschritten werde.

Eliminirt man mit Hülfe von Gleichung (XXVI) t in der durch Differenziren derselben Gleichung erhaltenen Gleichung

$$x' = -\xi \, . \, (\varepsilon + r) \, e^{-(\varepsilon + r)t},$$

so ergiebt sich

$$x' = -(\varepsilon + r)\,x$$

als Gleichung der auf die Scale aufgetragenen Anfangsgeschwindigkeiten, welche den Magnet noch nicht über den Nullpunkt führen. Als Gleichung der ebenso aufgetragenen Grenzgeschwindigkeiten beim Fall aus dem Unendlichen fanden wir so eben

$$x' = -(\varepsilon - r)\,x.$$

Die Integration dieser Gleichung liefert, wenn man für $t = 0$ abermals $x = \xi$ macht, zwischen x und t die Relation

$$x = \xi \, . \, e^{-(\varepsilon - r)}.$$

Für $r = \varepsilon$ hat man $x' = 2\varepsilon(\xi - x) - c$. Erhielte der völlig astatische Magnet bei ξ die Geschwindigkeit $-2\varepsilon\xi$, so nähme diese in der Geraden $x' = -2\varepsilon x$ ab (s. S. 290 (XX), 295).

§. VII. Verhalten aperiodisch sich bewegender Magnete bei kurzer Einwirkung eines Stromes.

Setzen wir jetzt den Fall, zur Zeit Null wirke ein constanter Strom von der Stärke I eine sehr kurze Zeit τ auf [828] den in seiner Ruhelage befindlichen Magnet. Der Strom wird dem Magnet eine, diesmal positive Geschwindigkeit

$$c = \frac{\mu I \tau}{M} \qquad \text{(XXX)}$$

ertheilen, wenn wir mit M sein Trägheitsmoment, mit μ das Drehungsmoment bezeichnen, welches der Strom von der Stärke Eins in dem Multiplicatordraht auf den Magnet in seiner Ruhelage übt. Die Constanten A und B in der allgemeinen Gleichung (VI) findet man, wenn man für $t = \tau$ (sehr nahe) $= 0$, $x = 0$ und $\frac{dx}{dt} = c$ setzt, beziehlich (sehr nahe)

$$= -\frac{c}{2\,r} \text{ und } = +\frac{c}{2\,r},$$

und man erhält als Gleichung der Bewegung

$$x = \frac{c}{2\,r}\left(e^{-(\varepsilon - r)\,t} - e^{-(\varepsilon + r)\,t}\right). \qquad \text{(XXXI)}$$

Der Magnet kehrt also um zur Zeit

$$t_{max} = \frac{1}{2\,r} \log \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r},$$

und nähert sich wieder asymptotisch der Ruhelage. Einfacher gestalten sich auch hier die Dinge für den Grenzfall $\varepsilon = n$. In der allgemeinen Gleichung (V) wird unter den eben gemachten Voraussetzungen $A = 0$ und $B = c$, die Gleichung selber wird

$$x = c\,t\,e^{-\varepsilon t}. \qquad \text{(XXXII)}$$

Die Curve der Ablenkungen ist am Ursprunge concav gegen die Abscissenaxe, ihre Ordinate erreicht bei

$$t_{max} = \frac{1}{\varepsilon} \qquad \text{(XXXIII)}$$

ein Maximum im Betrage von

$$x_{max} = \frac{c}{\varepsilon\,e}, \qquad \text{(XXXIV)}$$

dem bei

$$t_w = \frac{2}{\varepsilon}$$

[829] ein Wendepunkt folgt. Der Ausdruck für t_{max} erlaubt durch einen beliebigen dem Magnet ertheilten Stromstoss $\varepsilon = n$ numerisch zu bestimmen. Die Curve der Geschwindigkeiten hebt bei $t = 0$ mit der Ordinate c an, und ist convex gegen die Abscissenaxe, bis sie diese bei t_{max} schneidet. Sie erreicht zur Zeit t_w ein negatives Maximum und hat einen Wendepunkt bei

$$t_{w,} = \frac{3}{\varepsilon}.$$

Die oben S. 293 bemerkte arithmetische Reihe der Zeiten kehrt also hier wieder. [1]

§. VIII. Verhalten aperiodisch sich bewegender Magnete bei Ablenkung durch einen beständigen Strom.

Bewegt sich der Magnet unter dem Einfluss eines ihn auf dem Nullpunkte zur Zeit Null treffenden beständigen Stromes von der Stärke I, aber von längerer Dauer, einer neuen Gleichgewichtslage unter dem vereinten Einflusse dieses Stromes und der Richtkraft zu, so wird die Differentialgleichung der Bewegung

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon\frac{dx}{dt} + n^2x = k,$$

wo die Constante k die innerhalb derselben Grenzen, welche für die Proportionalität der Richtkraft und der Ablenkung gelten, von der letzteren unabhängige ablenkende Kraft, dividirt durch das Trägheitsmoment, vorstellt. Das allgemeine vollständige Integral heisst jetzt

$$x = \frac{k}{n^2} + e^{-\varepsilon t}\left(Ae^{-rt} + Be^{rt}\right). \qquad \text{(XXXV)}$$

[830] Indem man, für $t = 0$, $x = 0$ und $\frac{dx}{dt} = 0$ setzt, erhält man

$$A = \frac{k}{n^2}\cdot\frac{\varepsilon - r}{2r},\quad B = -\frac{k}{n^2}\cdot\frac{\varepsilon + r}{2r}.$$

Bezeichnet man mit H die horizontale Componente der Erdkraft, mit m das magnetische Moment des Magnetes für parallele Kräfte, und bemerkt man, dass

$$n^2 = \frac{mH}{M}, \qquad \text{(XXXVI)}$$

so findet man

$$\frac{k}{n^2} = \frac{\mu I}{mH}.$$

---

[1] Für den Fall $\varepsilon < n$ hat Hr. W. Weber die Formel entwickelt

$$x_{max} = c\,\frac{T}{\pi}\,.\,e^{-\frac{\lambda}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda}},$$

wo T die Schwingungsdauer ohne Dämpfung, λ das logarithmische Decrement bedeuten (Elektrodynamische Maassbestimmungen u. s. w. Leipzig 1850. S. 346. Anm.). Diese Formel ist für $\varepsilon = n$ identisch mit unserer Formel (XXXIV).

Durch Einsetzen der Werthe für A, B und $\frac{k}{n^2}$ in (XXXV) wird

$$x = \frac{\mu J}{m H}\left[1 - \frac{e^{-\varepsilon t}}{2\, r}\left\{(\varepsilon + r)\, e^{rt} - (\varepsilon - r)\, e^{-rt}\right\}\right]. \qquad \text{(XXXVII)}$$

Die Bewegung erfolgt also, wie zu erwarten, nach demselben Gesetze wie beim Fallenlassen des Magnetes, nur dass an die Stelle von ξ der Nullpunkt, an die des Nullpunktes die beständige Ablenkung $\frac{\mu J}{m H}$ tritt, welche, ohne überschritten zu werden, schwingungslos und in der Theorie erst nach unendlicher Zeit erreicht wird.

Für $\varepsilon = n$ kommt in Gleichung (XXXVII) statt des von 1 abzuziehenden Termen

$$e^{-\varepsilon t}\,(1 + \varepsilon t)$$

zu stehen.

§. IX. Sonstige Combinationen von Lage und Geschwindigkeit des Magnetes und von ihn treffenden Kräften.

Trifft ein positiver Stromstoss den Magnet im Augenblicke des Fallenlassens, so gelten die Formeln (XXII) und (XXXIII), nur dass c sein Zeichen ändert. Der Magnet schlägt weiter aus, kehrt um und nähert sich asymptotisch dem Nullpunkte.

Wird der im Fallen begriffene Magnet bei $x_,$ zur Zeit $t_,$ von einem Stosse getroffen, der ihm eine Geschwindigkeit $\pm\, c$ [831] ertheilt, so tritt eine Discontinuität der Bewegung ein. Je nachdem $\varepsilon <$ oder $= n$, gelangt man zu den Gleichungen

$$x = \frac{\xi}{2\, r}\left\{(\varepsilon + r)\, e^{-(\varepsilon - r)(t_, + t)} - (\varepsilon - r)\, e^{-(\varepsilon + r)(t_, + t)}\right\}$$

$$\pm \frac{c}{2\, r}\left\{e^{-(\varepsilon - r)t} - e^{-(\varepsilon + r)t}\right\} \qquad \text{(XXXVIII)}$$

$$x = \xi \,.\, e^{-\varepsilon(t_, + t)}\left\{1 + \varepsilon\,(t_, + t)\right\} \pm c t e^{-\varepsilon t}. \qquad \text{(XXXIX)}$$

Hier ist t die vom Augenblicke des Stosses an neu gezählte Zeit. Das rechte Glied von Gleichung (XXXVIII) und (XXXIX) ist die algebraïsche Summe der rechten Glieder beziehlich von Gleichung (VII) und (XXXI), Gleichung (XIV) und (XXXII), nur dass im ersten Term $t_, + t$ für t steht: es findet, wie dies nicht anders sein kann, Superposition der Bewegungen statt.

Ist c negativ, so kann hier wieder der Nullpunkt überschritten werden; doch muss im Falle (XXXVIII)

$$c - \frac{dx_{\prime}}{dt} > (\varepsilon + r) x_{\prime},$$

im Falle (XXXIX)

$$c - \frac{dx_{\prime}}{dt} > \varepsilon x_{\prime}$$

sein (vergl. oben §. VI).

Schwankt ein beständiger Strom, der den Magnet abgelenkt hält, so dass seine Stärke von I sich plötzlich zu $I_{\prime}$ ändert, so erhält man, je nachdem $\varepsilon >$ oder $= n$, die Gleichungen

$$x = \frac{\mu}{mH}\left[I_{\prime} + (I - I_{\prime}) \frac{e^{-\varepsilon t}}{2r} \{(\varepsilon + r) e^{rt} - (\varepsilon - r) e^{-rt}\}\right],$$

$$x = \frac{\mu}{mH}\{I_{\prime} + (I - I_{\prime}) e^{-\varepsilon t} (1 + \varepsilon t)\}:$$

der Magnet geht schwingungslos in die neue Lage über.

Ein Hin- und Hergang des aperiodischen Magnetes ist nur möglich, wie man jetzt auch ohne Rechnung sicher schliessen kann, wenn die Gleichgewichtslage selber bei positiver Schwankung der Stromstärke wieder zurück-, bei negativer Schwankung wieder vorspringt, und wenn entweder dieser zweite Sprung die Gleichgewichtslage wieder auf die andere Seite des Magnetes [832] verlegt, oder der zweite Sprung zu einer Zeit geschieht, wo in Folge des ersten Sprunges der Magnet noch eine dem zweiten Sprunge entgegengesetzte Geschwindigkeit hat; im letzteren Falle darf aber, soll die neue Gleichgewichtslage überschritten werden, diese Gleichgewichtslage höchstens in solcher Entfernung ξ, vor dem ihr entgegenkommenden Magnete stehen bleiben, dass seine Geschwindigkeit, je nachdem $\varepsilon >$ oder $= n$, beziehlich noch $> (\varepsilon + r) \xi$, oder $> \varepsilon \xi$, ist (vergl. oben §. VI).

§. X. Nähere Bestimmung der experimentellen Bedingungen, unter denen die Bewegung gedämpfter Magnete aperiodisch wird.

Es wird jetzt nützlich sein, in den Ausdruck

$$r = \sqrt{\varepsilon^2 - n^2}$$

statt der von Gauss aus analytischen Gründen angenommenen und bisher auch von uns benutzten Symbole 2ε und n^2 die wirklichen Grössen zu setzen, die darin eingehen. Für n^2 haben wir schon oben seinen Werth $\frac{mH}{M}$ eingeführt (XXXVI), den wir aber noch näher so bestimmen wollen, dass wir für m schreiben $(\iota + \eta H)\, m'$, wo ι die permanente,

ηH die durch H inducirte[1] Intensität des Magnetes, m' sein Moment für parallele Kräfte bei der Intensität Eins bedeuten. Man hat also

$$n^2 = \frac{(\iota + \eta H)\, m'\, H}{M}.$$

Bezeichnen wir sodann mit $\mathfrak{m}'$ das Drehungsmoment, welches für die magnetische Intensität Eins auf den Magnet ausgeübt wird durch eine Strömung im Dämpfer, wie sie der Magnet bei seiner Winkelbewegung erzeugt, und mit $\varkappa$ eine Constante, welche unter anderen die Inductionsconstante und das Leitvermögen des Dämpfers zu Factoren hat, so ist

[833] $$2\,\varepsilon = -\left(-\frac{\varkappa \mathfrak{m}'^2\,(\iota + \eta H)^2}{M}\right).$$

Durch Einsetzen dieser Werthe wird

$$r = \frac{1}{2\,M}\sqrt{\iota + \eta H}\,\sqrt{\varkappa^2 \mathfrak{m}'^4\,(\iota + \eta H)^3 - 4\,m' H M}.$$

Bei gleicher Dämpfung wird also r um so eher $= 0$ oder reell, d. h. die Bewegung des Magnetes um so eher aperiodisch, je kleiner M, und je kleiner H. Zwar nimmt, durch Verkleinern von H, auch der erste Term unter dem Wurzelzeichen ab, doch ist η so klein, dass diese Abnahme neben der des zweiten Termen hier nicht in Betracht kommt.

Da es Gauss bei seinen Zwecken, wie wir sahen (vergl. oben S. 285), nicht daran lag, den aperiodischen Zustand herbeizuführen, so hat er nicht daran gedacht, statt durch Vergrössern von $\varkappa \mathfrak{m}'^2$, dies durch Verkleinern von HM zu thun, wozu sich zunächst das einfache Mittel bietet, die Wirkung der Erdkraft auf den Magnet zu schwächen, und so H zu vermindern. Dazu wird im Princip jede der drei Methoden des Astasirens taugen: die Verbindung zweier Magnete zur Doppelnadel, die Aufstellung der Drehungsaxe des Magnetes in der Richtung der Inclinationsnadel, endlich das Haüy'sche Verfahren, bei dem ein verkehrt genäherter Magnetstab der Erde entgegenwirkt, aus einleuchtenden Gründen jedoch am besten die letztere Methode, deren ich mich zu meinen thierisch-elektrischen Versuchen längst ausschliesslich bediene. Bei dieser wird, wenn S die horizontale Componente der Kraft des Haüy'schen Stabes bezeichnet,

---

[1] Lamont im Repertorium der Physik. Berlin 1846. Bd. VII. S. LIV. — Vergl. meine Untersuchung über den Einfluss, den die temporäre Magnetisirung der einzelnen Nadeln einer astatischen Doppelnadel durch die Erde auf die Gleichgewichtslage des Systemes übt. Poggendorff's Annalen u. s. w. 1861. Bd. CXII. S. 1. [S. oben Abh. VII., S. 137.]

$$\varepsilon = \frac{\varkappa \mathfrak{m}'^2 \{\iota + \eta (H - S)\}^2}{2M}, \qquad \text{(XL)}$$

$$r = \frac{1}{2M} \sqrt{\iota + \eta (H - S)} \sqrt{\varkappa^2 \mathfrak{m}'^4 \{\iota + \eta (H - S)\}^3 - 4 m' (H - S) M.}$$

An der WIEDEMANN'schen Bussole, welche mit einem starken Dämpfer versehen ist,[1] gelingt es daher ohne jede [834] Schwierigkeit, durch fortgesetzte Annäherung des von mir daran angebrachten HAUY'schen Stabes den Magnetspiegel in den aperiodischen Zustand zu versetzen. Um bequem darüber zu experimentiren, leitet man von dem Strom einer beständigen Kette mittels des Compensators[2] einen Zweig durch die Rollen der Bussole und unterbricht den Stromzweig mittels eines Schlüssels im Bussolkreise. Indem man den Magnet stets aus der nämlichen Ablenkung ohne Anfangsgeschwindigkeit fallen lässt, sieht man zuerst in dem Maasse, wie man den HAUY'schen Stab nähert, das logarithmische Decrement wachsen. Dann kommt ein Punkt, wo zwar der Magnet noch über den Nullpunkt hinausschwingt, aber keine dritte Elongation mehr unterschieden werden kann. Die zweite Elongation wird endlich auch unmerklich, und nun ist das logarithmische Decrement unendlich geworden, und der aperiodische Zustand da. Dieser Punkt lässt sich natürlich nicht mit vollkommener Schärfe bestimmen, wegen der Schwierigkeit zu unterscheiden, ob eine rückgängige Bewegung des Magnetes um wenige Zehntel eines Scalentheiles, welche mehrere Secunden dauert, wirklich als Rückkehr zur Gleichgewichtslage aufzufassen sei. Uebrigens handelt es sich hier zuletzt um ziemlich kleine Verschiebungen des HAUY'schen Stabes. Scheint der aperiodische Zustand eben erreicht und entfernt man den Stab wieder auch nur um 1 mm bei etwa 300 mm Abstand seiner Mitte von der des Spiegels, so wird bei grösseren Fallhöhen der Nullpunkt sogleich wieder um 1—2 sc überschritten. Es wird sich daher fortan empfehlen, den Stab auch in der Richtung nach dem Magnete zu mit einer mikrometrischen Bewegung zu versehen.

Lässt man jetzt den Magnet aus sehr hohen Ablenkungen, weit über die Grenzen der Theilung hinaus, fallen, so wird [835] der Nullpunkt noch mehr oder weniger überschritten. Man bringt es aber, durch

---

[1] In den von Hrn. SAUERWALD vortrefflich gebauten Exemplaren besteht der Dämpfer aus einem kupfernen Cylinder von 60 mm Durchmesser und 30 mm Länge. Dieser Cylinder ist seiner Axe nach von einer concentrischen, cylindrischen Höhlung von solcher Weite durchbohrt, dass der 20 mm im Durchmesser haltende Magnet-Spiegel oder -Ring darin eben frei spielt. Vergl. WIEDEMANN, Die Lehre vom Galvanismus u. s. w. Bd. II. 1. Aufl. 1863. S. 198; — 2. Aufl. 1873. Abth. I. S. 227.

[2] S. oben Abh. VIII., S. 176 ff.; — Abh. X.

ferneres Annähern des Stabes, leicht dahin, dass auch der von 90° fallende Spiegel sich schwingungslos auf den Nullpunkt einstellt. Jenes Ueberschreiten erklärt sich vermuthlich so, dass bei weit über die Scale hinausgehenden Ablenkungen zwar die Richtkraft langsamer wächst als die Bögen, noch schneller aber die Dämpfung durch die cylindrische Kupferhülse abnimmt, daher der Magnet bei dem ξ, wo unsere Gesetze merklich zu gelten anfangen, mit einer Geschwindigkeit anlangt, die ihn befähigt, den Nullpunkt zu überschreiten, so lange nicht r einen gewissen Werth übertrifft (vergl. oben §. VI). Bei einer sphärischen Hülse würde aller Wahrscheinlichkeit nach kein solches Ueberschreiten stattfinden.

Nähert man den Stab dem Magnet immer mehr, so schlägt der Magnet um. Vorher kommt natürlich der Punkt, wo er völlig astatisch, $n = 0$ und $r = \varepsilon$ ist, wo er also durch den oben S. 290 theoretisch abgeleiteten Zustand hindurchgeht, in welchem er sich gleich einem Körper bewegt, dem das umgebende Mittel einen seiner Geschwindigkeit proportionalen Widerstand entgegensetzt. Aus Gründen, die keiner Ausführung bedürfen, vermag die Beobachtung diesen Zustand nicht zu erfassen. Darüber hinaus gehorcht die Bewegung wieder dem durch Gleichung (VII) ausgesprochenen Gesetze, um schliesslich durch den Grenzfall (XIV) hindurch von Neuem periodisch zu werden.

Wir werden im Folgenden den Begriff der Beruhigungszeit des Magnetes brauchen. Es ist die Zeit, welche verfliesst vom Augenblicke, wo der abgelenkte Magnet fallen gelassen wird, bis zu dem, wo seine Ablenkung unmerklich, d. h. kleiner als eine bestimmte kleine Grösse, etwa ein Zehntel Scalentheil, wird. Die Umstände zu kennen, welche diese Zeit verkleinern, ist von praktischer Wichtigkeit. Zu wahrhaft scharfer Messung eignet sich übrigens die Beruhigungszeit nicht; namentlich bei hoher Astasie ist schwer zu sagen, wann die Bewegung ein Ende hat. Da bei gleichem t die Ablenkung des schwingungslos zum Nullpunkte zurückkehrenden Magnetes ξ proportional ist (s. oben S. 288. 289), so wächst auch die Be- [836] ruhigungszeit mit ξ. Der unten näher zu beschreibende Magnetspiegel I z. B. brauchte bei $298 \cdot 5^{\text{mm}}$ Abstand des Hauy'schen Stabes, wo seine Bewegung zuerst aperiodisch schien, von $\xi = 25^{\text{sc}}$ fallend $4 \cdot 2$, von $\xi = 500^{\text{sc}}$ fallend $5 \cdot 2$ Secunden zur Beruhigung. Deutlicher wird der Unterschied bei höherer Astasie, wie sie durch Annähern des Stabes erreicht wird, und wobei, wie wir bald näher sehen werden, die Beruhigungszeit auch absolut grösser ist. Bei $282 \cdot 5^{\text{mm}}$; $277 \cdot 5^{\text{mm}}$ Abstand des Stabes betrug die Beruhigungszeit des von $\xi = 25^{\text{sc}}$ fallenden Spiegels beziehlich $10 \cdot 0$; $20 \cdot 0$, die des von $\xi = 500^{\text{sc}}$ fallenden $17 \cdot 6$; $29 \cdot 6$ Secunden.

Wir kehren zu den Bedingungen zurück, unter welchen die Bewegung gedämpfter Magnete aperiodisch wird. Eine zweite Art, unter übrigens gleichen Umständen $r = 0$ oder reell zu machen, wäre nämlich die Verkleinerung des Trägheitsmomentes M. Es liegt in der Natur der Dinge, dass man, ohne besondere Einrichtungen, diese nicht stetig und nicht am sonst fertigen Apparate vornehmen kann. Aber je kleiner M, je dünner z. B. bei sonst gleicher Gestalt ein Magnetspiegel ist, bei um so kleinerem S, d. h. bei um so geringerer Astasie wird seine Bewegung aperiodisch. Dies ist einer der Gründe, aus denen weder Gauss, noch sonst Einem der vielen Beobachter, die an gedämpften Magneten mit Spiegelablesung thätig waren, der aperiodische Zustand aufgestossen ist, da an den nach Göttinger Vorschrift eingerichteten Magnetometern Stäbe von sehr grossem Trägheitsmomente angewendet wurden, und man überhaupt Magnete von kleiner Masse wenig gebraucht hat, weil man die schnellere Abnahme ihrer Intensität fürchtete. Der Gebrauch leichterer Magnete empfiehlt sich aber für gewöhnlich hier deshalb, weil, ganz als ob der Magnet noch schwänge, durch Verkleinerung des Trägheitsmomentes die Beruhigungszeit des aperiodisch sich bewegenden Magnetes verkürzt wird. Setzt man in Gleichung (XIV) $\varepsilon = \frac{\alpha}{M}$, wo α eine Constante, und differenzirt man nach M, so erhält man für $\frac{dx}{dM}$ einen positiven Werth: x ist für gleiche Zeiten um so kleiner, je kleiner M.

[837] Die Erfahrung bestätigt diesen Schluss. Ich habe den aperiodischen Zustand bisher an drei Magneten beobachtet. Zwei davon sind kreisrunde Stahlspiegel von 20^{mm} Durchmesser, deren einer, der schon erwähnte Spiegel I, nur etwa $0 \cdot 8^{\mathrm{mm}}$, der andere, III, etwa 4^{mm} dick ist; I wiegt $2 \cdot 414^{\mathrm{gr}}$, III $10 \cdot 994^{\mathrm{gr}}$. Der dritte Magnet, II, ist ein kreisrunder Stahlring von gleichfalls 20^{mm} äusserem Durchmesser, der gleichsam aus einem quadratischen Prisma von 2^{mm} Seite gebogen ist. Ein Schildpattstäbchen verbindet ihn mit einem dünnen Glasspiegel, dessen dünne Messingfassung sich um die Senkrechte drehen lässt. Das ganze System wiegt $2 \cdot 517^{\mathrm{gr}}$; sein Trägheitsmoment hält nothwendig die Mitte zwischen dem von I und III. Zwar gehört der Ringmagnet zu einer anderen Bussole als die beiden Magnetspiegel, da aber die Dämpfer beider Bussolen wesentlich gleich sind, lassen die Beobachtungen in beiden sich wohl vergleichen. In der folgenden Tabelle ist $l = \lambda m$ das logarithmische Decrement in Briggs'schen Logarithmen, deren Modul m; $\mathfrak{T}_o$ und $\mathfrak{T}_m$ sind in Secunden die Beruhigungszeiten der Magnete beziehlich ohne Haüy'schen Stab und mit Stab; A' ist in Millimetern die Entfernung

des Stabes, bei der die Bewegung aperiodisch wurde: bei dieser Bestimmung wurde in beiden Bussolen derselbe Stab angewendet.

$\xi = 450^{sc}$.

Magnet	Ohne Stab		Mit Stab, $\varepsilon = n$		A'	$\mathfrak{T}_o - \mathfrak{T}_m$
	l	$\mathfrak{T}_o$	l	$\mathfrak{T}_m$		
I	0·72	6·8	∞	5·2	298·5	1·6
II	0·45	11·2	∞	8·8	280·5	2·4
III	0·38	22·1	∞	17·5	277·0	4·6

Das logarithmische Decrement des Magnetes I ist das grösste, welches meines Wissens bisher beobachtet wurde. Wie man sieht, wächst auch an der Grenze der periodischen und der aperiodischen Bewegung die Beruhigungszeit der Magnete schnell mit ihrem Trägheitsmoment, und in einem umgekehrten Verhältniss zu diesem steht die Entfernung, bis zu welcher der Hauy'sche Stab genähert werden muss, um die Schwingungslosigkeit herbeizuführen. [838]

§. XI. Die Beruhigungszeit des gedämpften Magnetes in ihrer Abhängigkeit von dessen verschiedenen, im Vorigen betrachteten Zuständen.

Ueber den Einfluss der Dämpfung auf die Beruhigungszeit des Magnetes lernten wir schon eine Andeutung von Gauss kennen. Er sagt (s. oben S. 285), dass „die Annäherung an den Ruhestand wieder „langsamer geschieht, sobald ε den Grenzwerth n überschreitet.“ Setzt man in Gleichung (IX) oder (X) $t = NT_1$, wo N die Zahl der Schwingungen, T_1 die Schwingungsdauer des gedämpften Magnetes bedeuten, so ist

$$x_{max} = \xi \, . \, e^{-\varepsilon N T_1}$$

der Ausdruck für die mit wachsendem N abnehmenden Amplituden des von ξ fallenden Magnetes. T_1 ist $= \frac{\pi}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}$ [(XXI), S. 292), und wächst mit ε. Denkt man sich zwei solche Werthe von N und von ε, dass $NT_1 = N'T'_1$, so wird die kleinere Amplitude zum grösseren ε und kleineren N gehören: die Beruhigungszeit des noch schwingenden Magnetes nimmt mit wachsendem ε ab. Differenzirt man ferner Gleichung (VII) nach ε, so findet man $\frac{dx}{d\varepsilon}$ positiv für jeden Werth von $t > 0$: die Beruhigungszeit des schwingungslosen Magnetes nimmt also mit wachsendem ε zu; und somit ist die Gauss'sche Bemerkung erwiesen.

Diese Bemerkung passt jedoch nicht auf unseren Fall. Denn während Gauss nur an ein Wachsen von ε durch Vergrösserung der dämpfenden Metallmenge dachte, verkleinern wir n, zugleich aber in geringerem Maasse ε, ohne das Verhältniss zu kennen, in welchem letzteres geschieht. Betrachten wir zunächst den aperiodischen Zustand, und berücksichtigen wir allein die durch Verkleinern von n bewirkte Vergrösserung von r, indem wir Gleichung (VII) nach r differenziren, so ergiebt sich $\frac{dx}{dr}$ für jeden Werth von $t > 0$ als positiv. Von dem Grenzfalle $r = 0$ an also bis zu $r = \varepsilon$ wächst x für ein gegebenes t, oder es findet die Annäherung an die Ruhelage um so langsamer statt, je kleiner n, bis endlich der völlig astatische [839] Magnet überall stehen bleibt (vergl. oben S. 290). Berücksichtigen wir nun auch die Verkleinerung von ε, so wird zwar durch diese der Einfluss des Wachsens von r insofern etwas vermindert, als r selber dadurch langsamer wächst. Setzen wir aber r constant, und differenziren (VII) nach ε, so ergiebt sich $\frac{dx}{d\varepsilon}$ diesmal als negativ für jeden Werth von $t > 0$. Die mit der Verkleinerung von n verbundene Verkleinerung von ε, soweit es nicht unter dem Wurzelzeichen steht, wirkt also mit jener in gleichem Sinne, d. h. vergrössernd auf x, und demgemäss lehrt die Erfahrung, dass mit abnehmender Entfernung A des Haüy'schen Stabes die Beruhigungszeit schnell zunimmt. So war z. B. bei Magnet I für $\mathfrak{x} = 450^{sc}$ und

für $A = A' =$	$298 \cdot 5$	$\mathfrak{T}_m = 5 \cdot 2$
für $A =$	$293 \cdot 5$	„ „ $8 \cdot 0$
„ „ „	$288 \cdot 5$	„ „ $12 \cdot 0$
„ „ „	$283 \cdot 5$	„ „ $16 \cdot 4$
„ „ „	$278 \cdot 5$	„ „ $24 \cdot 4$
„ „ „	$273 \cdot 5$	„ „ $40 \cdot 0$;

bei weiterer Annäherung wurde der Magnet unstet und schlug um. Bei Magnet III war

für $A = A' =$	$277 \cdot 0$	$\mathfrak{T}_m = 17 \cdot 5$
für $A =$	$272 \cdot 0$	„ „ $40 \cdot 0$.

Darüber hinaus war keine Messung mehr ausführbar. Diese Zahlen zeigen auf's Neue, wie der leichte Spiegel schon bei geringer Astasie aperiodisch wird, während beide Spiegel bei ungefähr derselben Nähe des Stabes aufhören brauchbar zu sein; woraus sich für den leichten Spiegel ein ungleich grösserer benutzbarer Spielraum aperiodischer Astasie ergiebt als für den schweren.

Ist die Bewegung noch periodisch, so kann man dieselbe Betrachtung

anstellen, wie oben. Die abnehmenden Amplituden haben wieder zum Ausdruck

$$x = \xi \cdot e^{-\iota N T_1} = \xi \cdot e^{-\frac{\iota N \pi}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}},$$

allein der Exponent verändert sich jetzt so, dass n kleiner wird, während auch ε, nur in viel geringerem Maasse, abnimmt. Denkt man sich wieder zwei solche Werthe von N, und von n [840] und ε, dass $N T_1 = N' T'_1$, so wird diesmal die kleinere Amplitude dem grösseren N entsprechen. Annäherung des Stabes müsste zur Folge haben, dass der Magnet langsamer schwänge, und dass zugleich seine Amplituden etwas langsamer abnehmen: seine Beruhigungszeit müsste durch den Einfluss des Stabes etwas grösser werden.

So sicher dieser Schluss erscheint, so straft ihn doch die Erfahrung Lügen. Die Spalte $\mathfrak{T}_o$ — $\mathfrak{T}_m$ der Tabelle auf S. 310 zeigt, dass vielmehr die Beruhigungszeit des eben schwingungslos gewordenen Magnetes um keinen geringen Bruchtheil kleiner ausfällt als die des nicht astasirten. Den Grund dieser Abweichung suche ich in dem Widerstand der Luft. Da dieser mit der Geschwindigkeit wächst, so muss die dadurch bewirkte Verzögerung im Falle von Schwingungen grösser sein als bei schwingungsloser Rückkehr zum Nullpunkte, gleiche Beruhigungszeit in der Luftleere und gleiche Fallhöhe vorausgesetzt. Man könnte einwenden, dass dann der Unterschied $\mathfrak{T}_o$ — $\mathfrak{T}_m$ bei dem schweren Spiegel verhältnissmässig kleiner sein müsste als bei dem leichten, wovon eher das Gegentheil zutrifft. Allein der Hauptsitz des Luftwiderstandes ist unstreitig der ringförmige Spalt zwischen Spiegelrand und Dämpfer, und dieser Spalt ist bei dem schweren, dicken Spiegel, wenn auch nicht überall gleich eng, fünfmal so lang als bei dem leichten, dünnen Spiegel. Trotz der gleichen Grösse und Gestalt der Flächen beider Spiegel erfährt also der dickere einen grösseren Widerstand, und der Unterschied der Widerstände ist vermuthlich so gross, dass er den Unterschied der Massen überwiegt. Versuche zur Prüfung dieser Hypothese habe ich noch nicht angestellt. Wie dem auch sei, für den Gebrauch ergiebt sich, dass der Zustand der eben eingetretenen Schwingungslosigkeit des Magnetes zugleich den Vortheil der kleinsten Beruhigungszeit gewährt, welche die angewandten Vorrichtungen gestatten.

§. XII. Bestätigung der für den Fall einer Anfangsgeschwindigkeit theoretisch gefundenen Bewegungsgesetze aperiodischer Magnete.

Lässt man auf den aperiodisch sich bewegenden Magnet einen beständigen Strom von längerer Dauer wirken, der ihn [841] innerhalb

der Grenzen der Theilung, d. h. bei 2300 ^{mm} Abstand der Scale vom Spiegel um etwa 7° ablenkt, so sieht man ihn in derselben Art, wie er beim Fallen sich auf den Nullpunkt begiebt, sich der neuen Gleichgewichtslage zu bewegen und schwingungslos dort einstellen. Doch ist zu bemerken, dass wenn ε nur eben $= n$ und die Ablenkung sehr gross ist, der Magnet sie um 2—3 ^{sc} überschreitet, obschon er von ihr herabfallend den Nullpunkt ohne Schwingung erreicht. Auch dies rührt wohl, wie das Ueberschreiten des Nullpunktes bei übergrossen Fallhöhen (s. oben S. 308) von der Verminderung der Dämpfung mit steigender Ablenkung her.[1]

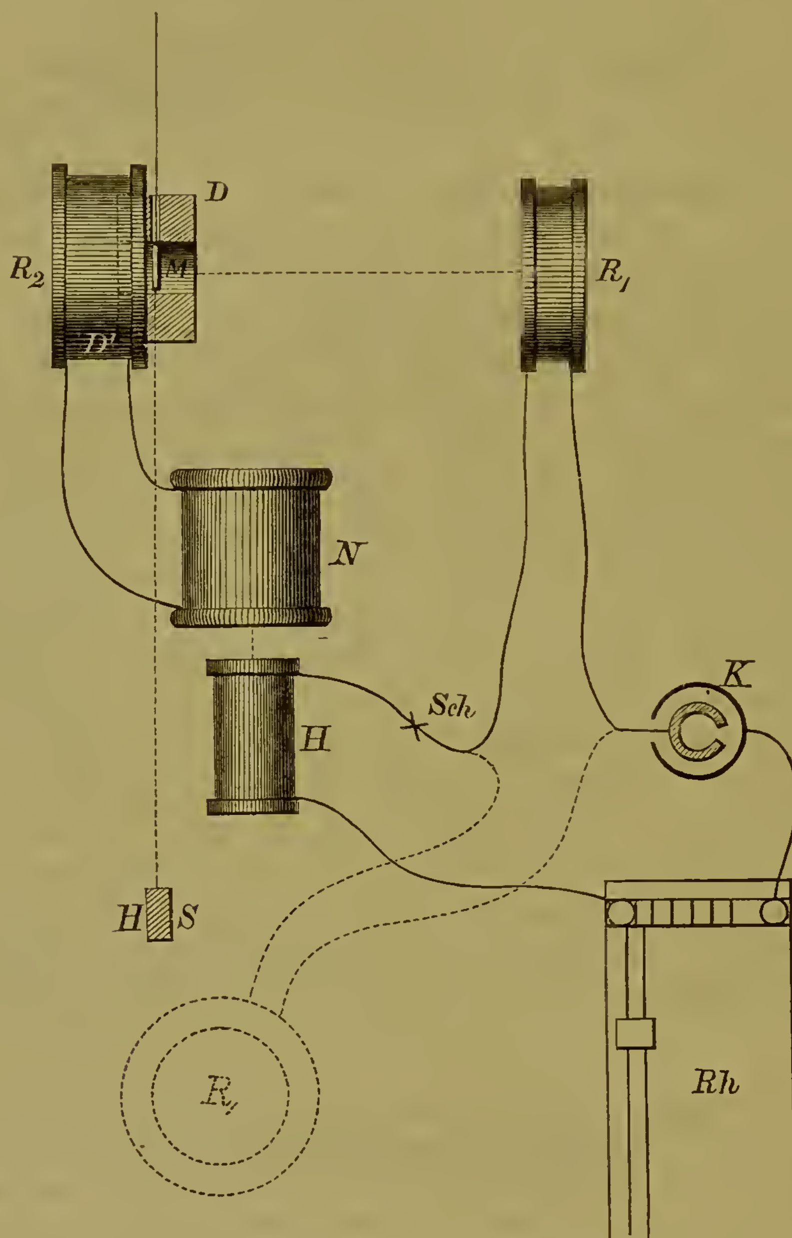
Um die Anfangsgeschwindigkeit c sowohl wie die Ablenkung ξ gehörig abstufen zu können, traf ich die in Fig. 25 sichtbare Anordnung. Hier ist M der Magnetspiegel an seinem Faden und in seiner im Durchschnitt gezeichneten dämpfenden Kupferhülse DD', HS der Durchschnitt des Haüy'schen Stabes, K die Grove'sche Kette, Sch ein Schlüssel, Rh ein Rheochord, H die Haupt-, N die Nebenrolle eines Schlitteninductoriums grösserer Art, R_1 eine der Thermorollen, endlich R_2 eine der gewöhnlichen feinen Hydrorollen der Bussole. Die Theile der Anordnung, die eine merkliche Fernwirkung auf einander übten, sind durch punktirte gerade Linien verbunden. Die von Mitte zu Mitte gemessene Entfernung zwischen H und N nennen wir B. Bei geschlossenem Schlüssel Sch hält die Rolle R_1 den Magnet abgelenkt; durch Oeffnen des Schlüssels lässt [842] man den Magnet fallen, und ertheilt ihm zugleich eine Anfangsgeschwindigkeit im Sinne der Richtkraft durch den in N inducirten Nebenstrom, dem dazu die passende Richtung zu geben ist. Die Ablenkung sowohl wie der Stromstoss lässt sich auf doppelte Art regeln, jene durch das Rheochord und durch Verschieben der Rolle R_1, diese durch Verschieben der [843] Rollen N und R_2; abgesehen von dem Einlegen von Drähten in H, welches aus gleich zu erwähnenden Gründen zu vermeiden ist. So gelingt es leicht, eine hinlängliche An-

---

[1] Da das Ueberschreiten der Ablenkung nicht mehr stattfindet, wenn ε merklich $> n$, so wird es wenigstens sehr unwahrscheinlich, dass die Erscheinung auf einer Unbeständigkeit der angewandten Grove'schen Kette beruht, woran man nach den Erfahrungen der Hrn. Edlund und Rijke (Poggendorff's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVII. S. 182; — 1857. Bd. CII. S. 508) über die grössere Stärke der Schliessungs- im Vergleich zur Oeffnungs-Induction auch bei den sogenannten beständigen Ketten deshalb hätte denken können, weil meine Hülfsmittel gestatten. durch die Ablenkung der Magnetnadel den Zustand der Kette nach der Schliessung früher zu beobachten, als dies wohl je möglich war. Für diese Deutung liesse sich freilich noch immer sagen, dass bei $\varepsilon > n$ die Zeit innerhalb der die Beobachtung geschieht, vergrössert wird (s. oben S. 311, und unten Abh. XIV. §. II.).

fangsgeschwindigkeit zu erzeugen, damit auch bei $\varepsilon > n$ der Nullpunkt überschritten werde; von der jenseitigen Ablenkung kehrt der Magnet schwingungslos zum Nullpunkte zurück. Ausserdem bietet die dargestellte Anordnung auch Gelegenheit, unsere Formeln etwas schärfer auf die Probe zu stellen.

Fig. 25.



Dazu bringt man zuerst die Rolle R_1 in solche Lage, dass der Magnet keine merkliche Wirkung mehr von ihr erfährt, wie dies in der Figur durch die punktirte Leitung und Rolle $Sch\,R_1\,K$ angedeutet ist. Die Rolle H hat gleichfalls, diese aber dauernd, solche Lage, dass sie nicht merklich auf den Magnet wirkt. Zweitens entfernt man N von H

so weit, dass beim Schliessen und Oeffnen bei *Sch* der Spiegel unbewegt bleibt. Jetzt bringt man R_1 wieder in solche Lage, und ertheilt dem Strom durch das Rheochord solche Stärke, dass der Spiegel bis an die Grenzen der Scale abgelenkt wird. Indem man ihn aus stets gleicher Höhe durch Oeffnen bei *Sch* öfter fallen lässt, sucht man die Entfernung des Haüy'schen Stabes A' auf, bei der die Bewegung des Magnetes eben aperiodisch, oder $\varepsilon = n$ ist. Diese Entfernung muss nach Herstellung der beschriebenen Anordnung von Neuem bestimmt werden, auch wenn ε schon früher $= n$ gemacht worden war, weil zur Dämpfung durch die Kupferhülse jetzt noch die durch die Rolle R_2 tritt, daher fortan die Rolle R_2 nicht mehr von der Stelle gerückt werden darf. Auch die Rolle R_1 erhält von hier ab, sofern sie nicht in die unwirksame Lage gebracht wird, eine unveränderliche Stellung, und die Veränderung der Ablenkung ξ wird allein mittels des Rheochords bewirkt. Dämpfung sowohl als secundäre Induction im Hauptkreise sind zwar dadurch ausgeschlossen, dass man, der Natur der Dinge nach, mit dem Oeffnungsschlage arbeitet; jene Maassnahme hat aber ihren Grund darin, dass die Ablenkung ξ die Stromstärke in dem Kreise $KR_1\,Sch\,HRh\,K$ messen soll.

Sind diese Vorbereitungen getroffen, so kann man zu folgenden zwei Versuchen schreiten.

[844] Versuch I.

Bei irgend einer, durch das Rheochord willkürlich bestimmten Ablenkung ξ nähert man die Nebenrolle zuerst der Hauptrolle soweit, dass beim Oeffnen der Kette der Magnet den Nullpunkt nur eben um die kleinste bemerkbare Grösse überschreitet; diese Entfernung der Nebenrolle von der Hauptrolle heisse B'. Alsdann gilt sehr genau (s. oben S. 295 ff.) die Gleichung

$$c = \varepsilon\,\xi.$$

Es ist aber in unserem Falle c sichtlich proportional ξ; denn die Elektricitätsmenge, die sich in einem voltaëlektrischen Nebenstrome abgleicht, ist der Stärke des Hauptstromes proportional,[1] und für eben

[1] Es dürfen sich deshalb keine Drähte in der Hauptrolle befinden. Versuche, die ich in dieser Art mit einem kleineren Schlitteninductorium angestellt hatte, mussten verworfen werden, indem sich dabei von dem erwarteten, und wie man sehen wird, richtigen Gesetz Abweichungen ergaben, welche sich aus der Annahme erklären liessen, dass die in den Inductionsströmen sich abgleichenden Elektricitätsmengen schneller wuchsen als die Stärken der inducirenden Ströme. Vergl. Wiedemann, Die Lehre vom Galvanismus u. s. w. 1. Aufl. 1863. Bd. II. S. 297; — 2. Aufl. 1873. Bd. II. Abth. I. S. 338. 350.

dieser Stärke merklich proportional dürfen wir die Ablenkungen des Magnetes nehmen. Man hat also auch $c = a\xi$, wo a eine Constante, folglich $a = \varepsilon$ unabhängig von ξ, und demgemäss kann man, wenn einmal B' für ein beliebiges ξ gefunden ist, ξ durch das Rheochord fortan beliebig verändern: gleichviel von wo der Magnet falle, stets überschreitet er den Nullpunkt nur eben um die kleinste bemerkbare Grösse.

Es versteht sich beiläufig von selber, und Rechnung wie Beobachtung ergeben, dass dabei die Beruhigungszeit kleiner wird als ohne Anfangsgeschwindigkeit.

Versuch II.

Nachdem dieser Zustand erreicht ist, bringt man, bei einem beliebigen ξ, R_1 in die unwirksame, in der Figur punktirte Lage, und wiederholt den Versuch. Jetzt trifft der Inductionsstoss, der vorher den Magnet bei ξ traf, den Magnet auf dem Nullpunkt; es erfolgt ein Ausschlag im umgekehrten Sinne von der Ablenkung ξ; die Grösse dieses Ausschlages heisse x. Man hat

[845]
$$\mathrm{x} = x_{max} = \frac{c}{\varepsilon e}$$

[(XXXIV), S. 302]. Abermals ist c proportional ξ, also $\xi = \text{const} \times \mathrm{x}$, gleichviel wie ξ gewählt wird.

Die folgenden Tabellen zeigen das Ergebniss der Versuche, die ich zur Prüfung dieses Schlusses anstellte. Die Zahlen ξ_c in der ersten Spalte jeder Tabelle sind erhalten, indem ich mittels des Rheochords die Ablenkung von 25 ^{sc} bis 500 ^{sc} stets um 25 ^{sc} steigerte; sie sind das Mittel aus zwei Ablesungen vor und nach zehn Ablesungen von x_b; die abgelesenen Tangenten der doppelten Ablenkung sind in die doppelten Tangenten der einfachen Ablenkung verwandelt. Die Zahlen x_{mc} sind das ebenso corrigirte Mittel aus jenen zehn x_b; die Spalte $\mathrm{x}_m - \mathrm{x}_b$ zeigt die grösste, positive oder negative Abweichung des beobachteten nicht corrigirten x_b vom mittleren nicht corrigirten x_m, welche in einem solchen Satze vorkam. Man sieht, dass diese Abweichung sich höchstens auf 0·85 ^{sc} beläuft. Die Constante ist nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet; die Zahlen x_r sind durch Division von ξ_c mit der Constanten erhalten. Obschon x bis zu 183 ^{sc} hinaufgeht, belaufen sich die Abweichungen $\mathrm{x}_r - \mathrm{x}_{mc}$ nie auf mehr als den Bruchtheil eines Scalentheiles, mit einer einzigen Ausnahme (Versuch 15 in Tab. 1), wo ein grösserer Fehler durch irgend einen Zufall begangen wurde, wie er bei einer Versuchsreihe, die sich über viele Stunden erstreckt, wohl vorkommen kann. Erwägt man die Fehler der gedruckten Theilung, die

Tabelle I. $A' = 296 \cdot 5^{mm}$, $B' = 47^{mm}$

	ξ_c	x_{mc}	$x_m - x_b$	x_r	$x_r - x_{mc}$
1	25·00	9·30	0·00	9·27	— 0·03
2	49·99	18·67	— 0·60	18·53	— 0·14
3	75·10	27·94	— 0·14	27·84	— 0·10
4	99·95	37·30	+ 0·30	37·04	— 0·25
5	125·10	46·80	± 0·20	46·36	— 0·43
6	150·19	56·23	+ 0·45	55·67	— 0·57
7	175·25	65·24	± 0·25	64·95	— 0·29
8	199·60	74·70	+ 0·22	73·98	— 0·72
9	225·46	83·73	+ 0·35	83·56	— 0·17
10	249·26	92·89	0·00	92·38	— 0·51
11	275·52	102·06	— 0·19	101·74	— 0·32
12	300·20	111·64	— 0·85	111·26	— 0·38
13	324·63	120·96	— 0·56	120·32	— 0·64
14	349·77	129·20	± 0·50	129·63	+ 0·44
15	370·46	135·99	— 0·23	137·30	+ 1·31
16	397·02	146·82	+ 0·17	147·15	+ 0·33
17	421·86	156·42	+ 0·47	156·35	— 0·06
18	447·28	165·88	— 0·55	165·78	— 0·11
19	470·91	174·05	± 0·70	174·53	+ 0·48
20	494·47	183·21	± 0·50	183·27	+ 0·06

Const = 2·698120

Tabelle II. $A' = 297 \cdot 5^{mm}$, $B' = 52^{mm}$

	ξ_c	x_{mc}	$x_m - x_b$	x_r	$x_r - x_{mc}$
1	25·00	9·00	0·00	8·90	— 0·10
2	50·50	17·92	+ 0·12	17·98	+ 0·06
3	75·20	27·00	0·00	26·77	— 0·23
4	99·65	35·42	+ 0·38	35·47	+ 0·06
5	124·91	44·66	+ 0·16	44·46	— 0·19
6	149·67	53·30	— 0·38	53·28	— 0·02
7	174·45	62·75	+ 0·46	62·10	— 0·65
8	199·47	71·67	+ 0·60	71·01	— 0·66
9	224·99	80·38	— 0·53	80·09	— 0·28
10	249·11	89·05	+ 0·28	88·68	— 0·37
11	274·39	98·01	± 0·26	97·68	— 0·33
12	299·48	106·85	+ 0·71	106·61	— 0·24
13	324·70	116·09	± 0·85	115·59	— 0·50
14	349·28	125·01	± 0·26	124·34	— 0·67
15	372·79	132·87	— 0·22	132·71	— 0·16
16	398·64	141·69	+ 0·52	141·91	+ 0·22
17	422·22	149·63	+ 0·38	150·30	+ 0·67
18	447·48	159·22	+ 0·50	159·29	+ 0·08
19	469·57	166·56	+ 0·78	167·15	+ 0·59
20	493·07	174·77	± 0·20	175·52	+ 0·76

Const = 2·809127

[846]

Unbeständigkeit der Kette und die Erwärmung der Drähte, die Schwankungen der Ruhelage des Magnetes und der Länge des ihn tragenden Fadens, die mangelhafte Einstellung des Fernrohrs bei grösseren Ablenkungen und die Schwierigkeit des Ablesens grösserer Ausschläge, den Widerstand der Luft, endlich die unsichere Aufstellung meiner Apparate in dafür ganz ungeeigneten Räumen, so darf die erlangte Uebereinstimmung gewiss für höchst befriedigend gelten. Die Regelmässigkeit in der Vertheilung der Zeichen der Fehler, wonach die grösseren x_{mc} im Allgemeinen zu klein sind, rührt wohl davon her, dass die Ablenkungen nicht unserer Voraussetzung entsprechend den Stromstärken genau proportional sind, [847] sondern ein etwas abweichendes, und zwar für die beiden Rollen R_1 und R_2, wegen ihrer verschiedenen Entfernung vom Spiegel, verschiedenes Gesetz befolgen. Nicht einmal die Richtkraft verändert sich genau proportional dem Sinus der Ablenkung, weil der HAUY'sche Stab, wenn auch um beinahe 300 mm entfernt, den Magnet doch nicht mit strenge parallelen Kräften angreift.

Wir wollen jetzt noch der Constanten selber in unserer durch den Versuch bewiesenen Gleichung ξ = const × x unsere Aufmerksamkeit zuwenden. Aus $c = \varepsilon \xi$ und $x = \frac{c}{\varepsilon e}$ folgt const $= e$, und man hat also die merkwürdige Beziehung

$$\frac{\xi}{x} = e.$$

Würde $\xi = e^2$ gemacht, so müsste sich $x = e$ ergeben; man würde unmittelbar die Basis der natürlichen Logarithmen ablesen. Dies bestätigt sich in der That.

In unserer Versuchsreihe I ist die Constante	= 2·69812,
in Reihe II ist sie	= 2·80913;
Mittel	= 2·75362.
Es ist e	= 2·71828;
der Fehler des Mittels ist also nur	= 0·03534.

ε^2 ist 7·3890; wählt man als Einheit das Centimeter = 10 sc, und macht man $\xi = 7 \cdot 39$, so muss $x = 2 \cdot 72$ sein.[1] Ich stellte eine Anzahl solcher Prüfungen an, indem ich jedesmal von Neuem A' und das zugehörige B' bestimmte. Die Ergebnisse dieser Versuche, nach ab-

[1] Da man die Tangente der doppelten Ablenkung abliest, ist eigentlich $\xi = 7 \cdot 39095$ zu machen, und sollte $x = 2 \cdot 71838$ sein, doch fällt der Unterschied, wie nicht bemerkt zu werden braucht, weit innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler.

nehmenden Entfernungen des HAUY'schen Stabes geordnet, zeigt folgende Tabelle in den Versuchen 1—4; Versuch 5 und 6, wo der Stab absichtlich zu nah war, wurden hinzugefügt, um das in der Reihe sich kundgebende Gesetz noch deutlicher hervortreten zu lassen.

[884]

Nr.	A'	B'	x	const
1	298·5	63	2·26	3·270
2	297·5	53	2·63	2·810
3	297·0	48	2·72	2·717
4	296·5	46	2·74	2·700
	A			
5	295·0	28	3·12	2·369
6	293·5	4	3·53	2·094

Bei den Versuchen 2 und 4 hatte ich fast genau die Bedingungen der in Tabelle II und I enthaltenen Versuchsreihen wieder getroffen. Man sieht, dass ich von dem äussersten Werthe von A, wo mir schien, als sei die Bewegung aperiodisch, den Stab nur um anderthalb Millimeter mehr, d. h. um $^1/_{199}$ seines Abstandes, zu nähern hatte, um das theoretisch vorhergesehene Ergebniss zu erhalten. Erwägt man, dass bei diesen Versuchen die oben S. 307 besprochene Schwierigkeit zu sagen, ob der Nullpunkt noch überschritten werde oder nicht, zweimal auftritt, zuerst bei der Bestimmung von A', dann bei der von B', so wird man die erlangte Uebereinstimmung gewiss als genügend anerkennen.

Die Tabelle zeigt, dass je kleiner A, oder je näher der Stab dem Magnete, um so grösser fällt x, und um so kleiner B' und die Constante aus. Der Sinn hiervon ist, dass je weniger Richtkraft dem Magnete gelassen ist, um so grösser kann die ihm ertheilte Anfangsgeschwindigkeit sein, ohne dass er den Nullpunkt überschreitet.

Dieser Zusammenhang spricht sich deutlicher aus, wenn man, anstatt A und B zugleich, nur die eine oder die andere Entfernung ändert. Lässt man $A = A'$ beständig, und verkleinert B, so wird bald der Nullpunkt merklich überschritten, x wächst, die Constante nimmt ab. Verwickelter ist der Vorgang, wenn man $B = B'$ beständig lässt, und A ändert. Wegen $x = \frac{c}{\varepsilon e}$ (XXXIV) ist zwar x von A nur insofern abhängig, als mit A Intensität des Magnetes, folglich auch Dämpfung und, obschon der Inductionsstoss derselbe bleibt, Anfangsgeschwindigkeit sich ein wenig ändern; allein dies ist nicht zu vernachlässigen. Für $I\tau$ in dem oben S. 301 (XXX) gegebenen Ausdruck

[849]

$$c = \frac{\mu I\tau}{M}$$

wollen wir P setzen, welches den Integralwerth des Inductionsstromes nach Stärke und Zeit vorstellen soll. Den Werth von μ entwickeln wir, wie wir dies oben S. 305. 306 mit m und $\mathfrak{m}$ gethan haben, zu $\mu' \{\iota + \eta\,(H - S)\}$. Dann ist $c = \mu' \{\iota + \eta\,(H - S)\} \cdot \frac{P}{M}$. Es ist (XL)

$$\varepsilon = \frac{\varkappa \mathfrak{m}'^2 \{\iota + \eta\,(H - S)\}^2}{2\,M},$$

und folglich

$$\mathrm{x} = \frac{c}{e\,\varepsilon} = \frac{2\,\mu' \,.\, P}{e \varkappa \mathfrak{m}'^2 \,\{\iota + \eta\,(H - S)\}}.$$

Wenn man also, bei beständigem $B = B'$, A von A' aus vergrössert, wird x wegen des abzunehmenden S etwas kleiner, und der Nullpunkt überschritten. Umgekehrt der Nullpunkt wird nur eben erreicht, und x wächst um ein Geringes, wenn A von A' aus verkleinert wird. Dies trifft im Versuch ein; als ich bei $B' = 48^{\mathrm{mm}}$ A von $A' = 297^{\mathrm{mm}}$ folgweise auf 292; 287; 277^{mm} verkleinerte, stieg x von dem ihm willkürlich ertheilten Werthe $40 \cdot 3^{\mathrm{sc}}$ beziehlich auf nur $41 \cdot 2$; $42 \cdot 7$; $46 \cdot 5^{\mathrm{sc}}$.

Uebrigens ist zu bemerken, dass das c in unserem Versuch II (s. oben S. 316) dem c in Versuch I nicht genau gleich ist. Denn in Versuch I, wo man $c = \varepsilon\,\xi$ macht, wird der Inductionsstoss erzeugt nicht allein durch die Induction von H auf N, sondern auch durch die Induction von R_1 auf R_2 und auf den Dämpfer, welche in R_2 und dem Dämpfer die verkehrte Richtung hat von dem durch die Induction von H auf N in R_2 erzeugten Strome. Man kann also setzen $c = \varepsilon\,\xi = \{p - (q + s)\}\,\xi$, wo p, q, s die Geschwindigkeiten sind, welche, für die Einheit der die Stärke des inducirenden Stromes messenden Ablenkung ξ, die beziehlich von H auf N, von R_1 auf R_2, und von R_1 auf den Dämpfer ausgeübten Inductionen dem Magnet ertheilen. In Versuch II dagegen erhält der Magnet die Geschwindigkeit $c' = p\,\xi$, und man hat somit statt

[850] $$\frac{\xi}{\mathrm{x}} = e, \text{ vielmehr } \frac{\xi}{\mathrm{x}} = e\left(1 - \frac{q + s}{p}\right),$$

d. h. die Constante muss kleiner als e ausfallen.

Indessen geht aus den Umständen des Versuches hervor, dass der Bruch $\frac{q + s}{p}$ nur sehr klein sein konnte. Die Rolle H hat mehrere hundert, die Rolle N 9845 Windungen, während R_1 nur 53 und R_2 nur 6000 Windungen besitzt. B' war bei dem Versuch 3 der letzten Tabelle,

wo sich const $= e$ ergab, $= 48^{\text{mm}}$, während von Mitte zu Mitte gemessen der horizontale Abstand zwischen R_1 und R_2 400, zwischen R_1 und dem Dämpfer 380^{mm} betrug. Die Axen von R_1 und die von R_2 und dem Dämpfer lagen aber nicht einmal, wie in der Figur, in einer Geraden, sondern waren einander parallel um etwa 110^{mm} verschoben. Das Potential der Rollen R_1 und R_2, und das der Rolle R_1 und des Dämpfers aufeinander, mussten also gegen das Potential der Rollen H und N aufeinander nahe verschwinden.

Für die Induction von R_1 auf R_2 ist dies leicht zu zeigen. Dazu wird in den Kreis von N und R_2 eine dritte Rolle R_3 von gleicher Beschaffenheit mit R_2 (die andere Hydrorolle der Bussole) aufgenommen, und gegenüber der Rolle R_1 in deren unwirksamer Lage so aufgestellt, wie R_2 gegenüber derselben Rolle in deren wirksamer Lage aufgestellt ist. Indem man für ein bestimmtes B und ξ die Induction von H auf N mit und ohne Rolle R_3, dann die Induction von R_1 auf R_3 beobachtet, hat man alle Daten, um q als ζp, wo ζ eine Constante, auszudrücken. Es fand sich aber, dass auch bei der grössten inducirenden Stromstärke, welche die Anordnung zuliess, d. h. bei völlig gestöpseltem Rheochord, q neben p unwahrnehmbar blieb. Was s betrifft, so lässt sich dies nicht experimentell bestimmen, doch kann man sicher schliessen, dass, obschon grösser als q, s in Bezug auf p mit q von gleicher Ordnung sei. Der Bruch $\frac{q + s}{p}$ musste also, wie auch aus der Uebereinstimmung unserer Ergebnisse mit der Theorie folgt, nahe $= 0$ sein.

[851] §. XIII. Vorzüge der Beobachtung an aperiodischen Magneten.

Man erreicht mittels des hier beschriebenen Verfahrens vollständiger, bequemer und ohne alle Nachtheile dasselbe, was frühere Experimentatoren, Mohr,[1] Schilling von Canstadt und Lenz,[2] Draper,[3] sich vorsetzten, als sie an die nach unten verlängerte Axe des Magnetes Flügel von Platin oder Stanniol hefteten, welche in Oel oder Wasser einen die Schwingungen hemmenden Widerstand erfuhren. Keiner, der einmal am aperiodischen Magnete beobachtet hat, wird ohne besondere Gründe zum schwingenden Magnete zurückkehren, und die klare und

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1836. Bd. XXXIX. S. 131.
[2] Ebendas. 1843. Bd. LIX. S. 207; — 1849. Bd. LXXVI. S. 499. 500.
[3] Philosophical Magazine etc. 1839. 3rd Ser. vol. XV. p. 266.

ruhige Spiegelung der Vorgänge im Multiplicatorkreise, welche jener gewährt, für das verwirrende Schauspiel des bei jeder Veränderung der Stromstärke hin- und her schiessenden Scalenbildes wieder aufgeben, aus dem sich der Sachverhalt stets erst nach lästiger Ungewissheit entwickelt. Indem man mit der Verminderung der Richtkraft möglichst genau da stehen bleibt, wo $n = \varepsilon$, oder die Bewegung des Magnetes eben aperiodisch geworden ist, geniesst man, wie schon bemerkt, zugleich den Vortheil der schnellsten Beruhigung des Magnetes, welche die angewandten Vorrichtungen gestatten. Von ganz besonderem Nutzen ist der aperiodische Zustand bei dem Compensiren des Stromes zum Zwecke der Messung der elektromotorischen Kraft nach der Poggendorff'schen, von mir abgeänderten Methode, oder des Widerstandes mittels der Wheatstone'schen Brücke. Der schwingende Magnet geräth in Schwankungen, sobald man die Gleichgewichtslage schneller, als der Magnet zu folgen vermag, vor ihm her dem Nullpunkte zu bewegt; der schwingungslose Magnet kann höchstens unter den oben S. 305 bezeichneten Umständen einen Hin- und Hergang machen, so dass man ohne jedes Tasten, mit stetiger Bewegung, den Nullpunkt auf den Faden einstellen kann. Gute [852] Dienste wird auch diese Methode leisten bei Demonstrationsversuchen vor einer grösseren Versammlung, unter Anwendung des von mir beschriebenen Verfahrens, die Ablenkungen durch einen vom Spiegel zurückgeworfenen Lichtstrahl sichtbar zu machen.[1] Dies Verfahren wurde bekanntlich von Sir William Thomson angewandt, um die schwachen Signale des ersten atlantischen Kabels bequem zu beobachten, und noch heute werden die atlantischen Kabel mit sogenannten Thomson'schen Galvanometern bedient, an denen die Ablesung auf jene, zuerst von mir in England gezeigte Art geschieht. Hier, wie überhaupt wo in der Telegraphie Galvanometer in Gebrauch sind, wird die Beseitigung der Schwingungen sich als höchst vortheilhaft erweisen.

Nützlich können endlich in ihrer überraschenden Einfachheit die Formeln (XXXIII) und (XXXIV) werden. Letztere kann an sich dienen, den Integralwerth kurz dauernder Ströme relativ zu bestimmen. Aber auch zur Messung kleiner Zeiträume nach der von Hrn. Helmholtz verbesserten Pouillet'schen Methode[2] bieten jene Formeln bequeme

---

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1855. Bd. XCV. S. 607; — Philosophical Magazine etc. 1856. 4th Ser. vol. XI. p. 109. — [S. oben S. 131, Abh. VI.]

[2] Joh. Müller's Archiv für Anatomie u. s. w. 1850. S. 299; — Wiedemann, Die Lehre vom Galvanismus u. s. w. Braunschweig 1873. Bd. II. 1. Abth. S. 287. §. 249.

Gelegenheit, wenigstens wenn man sich eines Magnetes von solchem Trägheitsmomente bedient, dass er eine scharfe Messung von

$$\mathrm{t} = t_{max} = \frac{1}{\varepsilon}$$

zulässt. Ist F die Ablenkung durch den zeitmessenden Strom in beständiger Grösse, x der Ausschlag durch denselben Strom während der kleinen Zeit τ, so findet man für diese leicht den Ausdruck

$$\tau = \frac{e\,\mathrm{t}}{F} \cdot \mathrm{x}.$$

XIII.

Ueber aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete.

Zweite Abhandlung.

(Gelesen in der Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 23. Juni 1870.)[1]

Hierzu Taf. IV. Fig. 4—8.

§. I. Einleitung.

Bei der kürzlich von mir der Akademie mitgetheilten Theorie der aperiodischen Bewegung gedämpfter Magnete bin ich dem vom physikalischen Standpunkte sich darbietenden Wege gefolgt, das allgemeine vollständige Integral der Differentialgleichung für die Bewegung des Magnetes aufzustellen, und die darin vorkommenden willkürlichen Constanten der jedesmaligen Aufgabe gemäss zu bestimmen. Indem ich die Ablenkung zur Zeit Null, = 0 oder = einer positiven oder negativen Grösse ξ, ebenso die Geschwindigkeit zur Zeit Null, = 0 oder gleich einer positiven oder negativen Grösse c setzte, habe ich die Bewegungsgleichungen für die verschiedenen Combinationen dieser Fälle nacheinander einzeln hergeleitet.

Unter diesen Combinationen erwies sich besonders lehrreich die, wo der Magnet bei ξ im Augenblicke des Fallenlassens eine Anfangsgeschwindigkeit $-c$, also im Sinne der Richtkraft, erhält. Die Rechnung zeigte, dass auch dann der Nullpunkt nicht überschritten werde, so lange nicht c grösser als $(\varepsilon + r)\,\xi$ sei. Es entstand die Frage nach dem Sinne dieser Bedingung. Da es gleichgültig ist, ob der Magnet bei ξ im Augenblicke des Fallenlassens eine Anfangsgeschwindigkeit c im Sinne der Richtkraft erhält, oder ob er diese Geschwindigkeit als Fallgeschwindigkeit

---

1 Monatsberichte der Akademie u. s. w. 1870. S. 537. — Die Bezeichnungen in dieser Abhandlung sind dieselben wie in der ersten. Die Ordnungszahlen der Formeln sind diesmal arabische, zum Unterschiede von den römischen der ersten Abhandlung. — In den Abhandlungen über aperiodische Bewegung sind mit erster, zweiter . . . Abhandlung stets nur diese gemeint.

$x' = -c$ aus einer höheren Ablenkung mitbringt; da, unter der Voraussetzung unbegrenzter Gültigkeit der Differentialgleichung, der Magnet mit keiner durch Fallen aus noch so hoher Ablenkung erlangten Geschwindigkeit den Nullpunkt zu überschreiten vermag; endlich da für ein gegebenes x die Fallgeschwindigkeit mit der Fallhöhe wächst: so vermuthete ich, dass $(\varepsilon + r)\, \xi$ die grösste Fallgeschwindigkeit sei, die der Magnet überhaupt bei ξ erlangen könne, d. h., bei unbegrenzter Gültigkeit der Differentialgleichung, durch Fall aus dem Unendlichen erlangen würde.

Um diese Vermuthung zu prüfen, stellte ich mit Hülfe der bekannten Relation $x = f(t, \xi)$ den Verlauf der Curve $x' = \phi(x, \xi)$ im Allgemeinen fest, und untersuchte, was im Endlichen aus dieser Curve werde, wenn man $\xi = \infty$ setze. Diese Untersuchung lehrte, dass meine Vermuthung genau nur im Grenzfall $\varepsilon = n$ oder $r = 0$ zutreffe; $x' = -\varepsilon x$ ist wirklich im Endlichen die Gleichung der Curve, deren Ordinaten für jedes x die Geschwindigkeit des aus dem Unendlichen fallenden Magnetes angeben. Für $\varepsilon > n$ aber ist diese Gleichung nicht $x' = -(\varepsilon + r)\, x$, sondern $x' = -(\varepsilon - r)\, x$; und die Geschwindigkeit bei ξ muss diese höchste durch den Fall aus dem Unendlichen erreichbare Geschwindigkeit um noch mehr als $2 r \xi$ übertreffen, damit der Nullpunkt überschritten werde.

Die Differentialgleichung setzt die Proportionalität der Richtkraft mit der Ablenkung, und der verzögernden Kraft der Dämpfung mit der Geschwindigkeit voraus; die Abweichungen der Beobachtung von der Theorie können also nur so lange innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler bleiben, als die Ablenkung eine gewisse Grösse nicht übersteigt. Vollends hat aus Gründen, die keiner Ausführung bedürfen, eine unendlich grosse Ablenkung des Magnetes keinen physikalischen Sinn. Man sieht aber, dass die mathematische Fiction einer solchen Ablenkung und der unbegrenzten Gültigkeit der Differentialgleichung dadurch eine wirkliche Bedeutung erhält, dass man eine dem Magnet innerhalb der Grenzen, wo die Bedingungen der Differentialgleichung noch erfüllt sind, auf andere Art ertheilte Geschwindigkeit als durch Fall aus dem Unendlichen entstanden ansehen kann.

Als ich meinem Freunde, Hrn. Kronecker, die Ergebnisse meiner Untersuchung mittheilte, machte er mich auf eine Behand- [539] lungsweise des Gegenstandes aufmerksam, auf welche vom physikalischen Standpunkte nicht leicht zu kommen war. Sie schlägt gerade den entgegengesetzten Weg von dem eben angedeuteten ein. Von vorn herein wird die Gültigkeit der Differentialgleichung für ein unendliches x, oder, was das Nämliche ist, für ein unendliches negatives t, vorausgesetzt. Indem man überdies bei gewissen ersten Integralen der Differentialgleichung

stehen bleibt, hat man ohne Weiteres für jede Zeit zwischen $t = -\infty$ und $t = +\infty$ die Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Ablenkung vor Augen. Um aber von dieser ganz allgemeinen und der Wirklichkeit in der That entfremdeten Betrachtung zu den wirklichen Bedingungen zurückzukehren, ist nur nöthig, letztere als gegebene Beziehungen zwischen Ablenkung, Geschwindigkeit und Zeit in den allgemeinen Ausdruck einzuführen.

Wenngleich diese Art der Betrachtung die frühere nicht wohl entbehrlich macht, hat sie doch ihre eigenthümlichen Vortheile, und erst in ihrem Lichte lassen manche durch die frühere Betrachtung aufgedeckte Beziehungen ihren wahren Zusammenhang erkennen. Dies wird am besten erhellen, wenn wir mit ihrer Hülfe einige der Aufgaben behandeln, deren Lösung scheinbar schon auf dem früheren Wege vollständig erreicht war.

§. II. Die fundamentalen Eigenschaften unserer Differentialgleichung.

Indem wir übrigens sämmtliche Bezeichnungen der Abhandlung beibehalten, setzen wir kürzehalber

$$\varepsilon + r = a, \quad \varepsilon - r = b.$$

Unsere Differentialgleichung heisst alsdann (vergl. Abhandlung (I), S. 286 und 296)

$$0 = x'' + (a + b)\, x' + a b x \tag{1}$$

Die neue Theorie geht aus von der fundamentalen Bemerkung, dass man durch Differenziren der Ausdrücke

$$e^{at}\,(bx + x'), \quad e^{bt}\,(ax + x') \tag{2}$$

das rechte Glied der Differentialgleichung beziehlich mit e^{at} und e^{bt} multiplicirt erhält.

[540] Die Ausdrücke (2) sind also constant; man kann setzen

$$\left.\begin{aligned} bx + x' &= A' e^{-at} \\ ax + x' &= B' e^{-bt} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

wo A', B' willkürliche Constanten sind, welche zu den Constanten A, B in dem Integral unserer Differentialgleichung, wie es Gleichung (VI) der ersten Abhandlung giebt, in der Beziehung stehen

$$A' = -2rA, \quad B' = 2rB.$$

Es folgt weiter, dass man jederzeit setzen kann

$$\left.\begin{aligned} e^{at}\,(bx + x') &= e^{aT}\,(bX + X') \\ e^{bt}\,(ax + x') &= e^{bT}\,(aX + X') \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Wird der Verlauf von x, x' als Functionen der Zeit, insofern er von den willkürlichen Constanten abhängt, als bereits bestimmt angenommen, so

bedeuten X, X', T beliebige zusammengehörige Werthe der Functionen x, x' und der Zeit. Wird aber jener Verlauf als noch nicht bestimmt angesehen, so bedeuten X, X', T willkürliche Constanten, durch deren Einsetzung der Verlauf bestimmt wird.

Durch νmalige Differentiation der Gleichungen (3) erhält man, wenn $\frac{d^\nu x}{d t^\nu} = x^{(\nu)}$ gesetzt wird,

$$\left.\begin{aligned} b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)} &= (-a)^\nu A' e^{-at} \\ a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)} &= (-b)^\nu B' e^{-bt} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

und folglich

$$(-1)^\nu . 2 r x^{(\nu)} = - a^\nu A' e^{-at} + b^\nu B' e^{-bt}, \tag{6}$$

$$\frac{a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}}{b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}} = \frac{b^\nu B'}{a^\nu A'} . e^{2rt}, \tag{7}$$

oder, wenn man zu den Logarithmen übergehend $\frac{1}{2r} \log \left(\frac{a}{b}\right) = \Delta$ setzt,

$$\frac{1}{2r} \log \left(\frac{A'}{B'} . \frac{a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}}{b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}}\right) = t - \nu \Delta. \tag{8}$$

Hieraus sind folgende Schlüsse zu ziehen:

I. Wenn die Grössen x und x' für irgend einen endlichen Werth von t endliche Werthe haben, so sind A' und B' endlich. Ist einer der beiden Ausdrücke

$$a x + x', \quad b x + x' \tag{9}$$

[541] für irgend einen endlichen Werth von t gleich Null, und ist es also auch B' oder A' (3), so bleibt der Ausdruck Null für alle endlichen Werthe von t, und es wird demgemäss die Ablenkung x durch eine der beiden Gleichungen

$$x = -\frac{A'}{2r} e^{-at}, \quad x = \frac{B'}{2r} e^{-bt}$$

dargestellt.

II. Wenn, wie es in der Folge stets geschehen soll, von den erwähnten besonderen Fällen abgesehen wird, so bleiben die Vorzeichen der Ausdrücke

$$a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}, \quad b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}, \tag{10}$$

wie die Gleichungen (5) zeigen, für alle Zeit constant. Wählt man nun, was offenbar erlaubt ist, das Vorzeichen von x so, dass $a x + x'$ und also B' positiv ist, so ist $b x + x'$ für den ganzen Verlauf der Zeit und also A' entweder positiv oder negativ. Demnach sind zwei wesentlich verschiedene Hauptfälle zu unterscheiden, von denen derjenige stets als der erste bezeichnet werden soll, in welchem A' positiv ist, also die Ausdrücke (9) einerlei Zeichens sind, und als der zweite der, in welchem A' negativ ist, also jene Ausdrücke verschiedenen Zeichens sind.

III. Der Ausdruck $(-1)^\nu\,(a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)})$ nimmt, während t von $-\infty$ bis $+\infty$ geht, alle positiven Werthe von ∞ bis 0 wirklich an; ebenso durchläuft $(-1)^\nu\,(b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)})$ je nach den beiden soeben unterschiedenen Fällen alle Werthe von $+\infty$ bis 0 oder von $-\infty$ bis 0. Der Quotient

$$\frac{a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}}{b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}}$$

durchläuft, wie Gleichung (7) zeigt, je nach den beiden Fällen sämmtliche positive oder sämmtliche negative Werthe von 0 bis ∞; aber der Quotient

$$\frac{x^{(\nu+1)}}{x^{(\nu)}},$$

welcher für $t = -\infty$ den Werth $-a$ und für $t = +\infty$ den Werth $-b$ hat, durchläuft im zweiten Hauptfalle sämmtliche zwischen $-a$ und $-b$ liegenden Werthe, im ersten Hauptfalle alle übrigen [542] positiven und negativen Werthe. Nur in diesem ersten Hauptfalle werden daher zu gewissen Zeiten x und seine Differentialquotienten gleich Null. Für diese Zeiten und die zugehörigen Werthe der Ablenkung x und ihrer Differentialquotienten führen wir übrigens nachstehende Bezeichnungen ein: der Zeit

t_0 entspreche $x = 0$, $x' = x'_0$,
τ „ $x' = 0$, $x = \xi$,
$t_{\prime}$ „ $x'' = 0$, $x = x_{\prime}$, $x' = x'_{\prime}$,
$t_{\prime\prime}$ „ $x_{\prime\prime\prime} = 0$, $x = x_{\prime\prime}$, $x' = x'_{\prime\prime}$ u. s. w.

IV. Gleichung (6) liefert folgende Bestimmungen für die Ablenkung (x) und deren Differentialquotienten:
wenn $t = -\infty$, so ist $(-1)^\nu\, x^{(\nu)} = \mp\infty$ von der Ordnung e^{-at};
wenn $t = +\infty$, so ist $x^{(\nu)} = 0$ von der Ordnung e^{-bt}.
Für $t = -\infty$ ist also $x^{(\nu)}$ unendlich gross von derselben Ordnung wie $b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}$, aber von höherer Ordnung als $a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}$. Für $t = +\infty$ ist $x^{(\nu)}$ unendlich klein von derselben Ordnung wie $a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}$, aber von niederer Ordnung als $b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}$.

V. Die Zeitpunkte, in denen der Reihe nach die Quotienten

$$\frac{x}{x'},\ \frac{x'}{x''},\ \frac{x''}{x'''},\ \ldots$$

einen und denselben bestimmten Werth annehmen, bilden, wie aus Gleichung (8) hervorgeht, eine arithmetische Reihe mit dem beständigen Unterschiede Δ. Dies findet also namentlich für diejenigen Zeitpunkte t_0, τ, $t_{\prime}$, $t_{\prime\prime}$ . . . statt, in denen im ersten Hauptfalle folgweise x, x', x'', x''' . . gleich Null werden (s. oben III.), so wie für diejenigen Zeitpunkte,

in denen im zweiten Hauptfalle $\frac{x^{(\nu+1)}}{x^{(\nu)}} = -\varepsilon$ wird. Diese beiden Reihen von Zeitpunkten sind zwar je nach den beiden verschiedenen Fällen ganz verschieden charakterisirt, entsprechen einander aber insofern, als dabei stets

$$\frac{a x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}}{b x^{(\nu)} + x^{(\nu+1)}} = \pm 1$$

wird.

VI. Wenn

$$A' = \pm b \xi e^{a\tau}, \quad B' = a \xi e^{b\tau}$$

gesetzt wird, so nehmen die Gleichungen (3) und (6) die Form an

[543]
$$\left.\begin{aligned} ax + x' &= a \xi e^{b(\tau-t)} \\ bx + x' &= \pm b \xi e^{a(\tau-t)} \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

$$x^{(\nu)} = (-1)^{\nu} \cdot \frac{ab}{2r} \xi \left(b^{(\nu-1)} e^{b(\tau-t)} \mp a^{(\nu-1)} e^{a(\tau-t)}\right), \qquad (12)$$

und es bedeutet τ die Zeit, zu welcher

$$\frac{ax' + x''}{bx' + x''} = \pm 1$$

ist, während aus der zur Zeit τ stattfindenden Ablenkung x die positive Grösse ξ durch die Gleichung

$$\xi = \frac{a - b}{a + b} x$$

bestimmt ist. Hiernach ist im ersten Hauptfalle τ die Zeit und ξ die Ablenkung, bei der die Umkehr des Magnetes nach Ueberschreiten des Nullpunktes erfolgt, bei der also $x' = 0$ und

$$x'' + n^2 x = 0$$

ist, während im zweiten Hauptfalle τ die Zeit und $\frac{a+b}{a-b}\xi = \frac{\varepsilon}{r}\xi$ die Ablenkung ist, bei der $x' = -\frac{2ab}{a-b}\xi$ und

$$x'' - n^2 x = 0$$

wird.

VII. Da nach den Gleichungen (11) für irgend welche bestimmte zusammengehörige Werthe T, X, X' die Relationen

$$aX + X' = a\xi e^{b(\tau-t)}, \quad bX + X' = \pm b \xi e^{a(\tau-t)}$$

statthaben, so erhält man aus gegebenen Werthen T, X, X' die Werthe von τ und ξ in folgender Weise:

$$\tau = T + \frac{1}{2r} \log \left(\frac{abX + aX'}{abX + bX'}\right) \qquad (13)$$

$$\xi = \left(X + \frac{1}{a} X'\right)^{\frac{a}{2r}} \cdot \left[\pm\left(X + \frac{1}{b} X'\right)\right]^{-\frac{b}{2r}} \qquad (14)$$

VIII. Die Beziehung zwischen Ablenkung und Geschwindigkeit, d. h. zwischen x und x', ergiebt sich unmittelbar aus den Gleichungen (11) in folgender Weise:

[544]
$$a \,.\, \log\left(\frac{ax + x'}{a\xi}\right) = b \,.\, \log\left(\frac{bx + x'}{\pm b\xi}\right), \qquad (15a)$$

wo unter dem Logarithmus-Zeichen nur positive Grössen stehen, oder also

$$\left(\frac{ax + x'}{a\xi}\right)^a = \left(\frac{bx + x'}{\pm b\xi}\right)^b \qquad (15b)$$

§. III. Erster Hauptfall: $ax + x'$ und $bx + x'$ sind einerlei Zeichens.

Aus (12) ergeben sich in diesem Falle die Gleichungen

$$x = \frac{\xi}{2r}\left(a e^{b(\tau - t)} - b e^{a(\tau - t)}\right), \qquad (16)$$

$$x' = \frac{\xi a b}{2r}\left(e^{a(\tau - t)} - e^{b(\tau - t)}\right), \qquad (17)$$

welche den Gleichungen (VII) und (XII) der ersten Abhandlung entsprechen. Hier werden gemäss der fünften obigen Schlussfolgerung zu den Zeiten

$t_0 = \tau - \Delta$, $\quad\tau$, $\quad t_{,} = \tau + \Delta$, $\quad t_{,,} = \tau + 2\Delta$, u. s. w.
$x = 0$, $\quad x' = 0$ $\quad x'' = 0$, $\quad x''' = 0$, u. s. w.

und zwar müssen, wenn x oder ein Differentialquotient von x Null werden solll, die Ausdrücke $ax + x'$, $bx + x'$ einerlei Zeichens sein. Dies ist nur möglich, wenn entweder x und x' selber einerlei Zeichens sind, oder wenn, bei verschiedenem Zeichen von x und x', x' entweder grösser als ax und also auch als bx, oder kleiner als bx und also auch als ax ist.

Für $t = -\infty$ ist gemäss der vierten Folgerung $x = -\infty$, $x' = +\infty$, $\frac{x'}{x} = -a$. Was für endliche Werthe von t geschieht, zeigt Fig. 4 (s. die Taf.). Man erkennt die Curven an den ihnen beigefügten Ordnungszahlen ihrer Gleichungen; Curve (16) ist die der Ablenkungen, Curve (17) die der Geschwindigkeiten. Beide Curven sind anfänglich convex gegen die Abscissenaxe der Zeiten, denn x'' ist negativ und x''' positiv. Dann folgen einander in dem nur von den Constanten der Vorrichtung, nicht von ξ abhängigen Abstande Δ die vier Zeitpunkte t_0, τ, $t_{,}$, $t_{,,}$. Bei t_0 [545] schneidet die Curve der Ablenkungen die Axe der Zeiten und wird gegen sie concav, da ihre Ordinate das Zeichen wechselt, x'' das seinige behält. Dies dauert bis zum Zeitpunkte τ. Hier erreicht die Curve der Ablenkungen das Maximum ξ, denn für $t = \tau$

ist $x = \xi$ und $x' = 0$. Die Curve der Geschwindigkeiten schneidet also jetzt gleichfalls die Abscissenaxe der Zeiten und wird gegen sie concav, weil x''' sein Zeichen behält; bei $t_{,}$ erreicht ihre Ordinate das negative Maximum

$$x'_{,} = -\xi \,.\, a^{-\frac{b}{2r}} \,.\, b^{\frac{a}{2r}}, \tag{18}$$

und es findet ein Wendepunkt der Curve der Ablenkungen statt. Endlich für $t_{,,}$ hat die Curve der Geschwindigkeiten einen Wendepunkt.

In der Figur sind aus Gründen, die später einleuchten werden (s. unten §. VII), $\xi = 1$, $a = 1$, $b = {}^1/_2$ gesetzt. Δ wird dann $= 1 \cdot 38629$; $x_{,} = {}^3/_4$, $x_{,,} = {}^7/_{16}$; $x'_0 = 2$, $x'_{,} = -{}^1/_4$, $x'_{,,} = -{}^3/_{16}$.

Für $t = +\infty$ werden gemäss der vierten Folgerung x und x' $= 0$, $x' = -bx$, x läuft auf der positiven, x' auf der negativen Seite der Abscissenaxe asymptotisch aus.

Man kann dergestalt für unsere Betrachtung die ganze Zeit von $t = -\infty$ bis $t = +\infty$ in drei Abschnitte theilen, wie folgendes Schema zeigt (vergl. auch zwischen Fig. 4 und 5).

	I.	II.	III.	
$t = -\infty$	$-\infty$ bis t_0	t_0 bis τ	τ bis $+\infty$	$+\infty$
$x = -\infty$	negativ	positiv	positiv	$+0$
$x' = +\infty$	positiv	positiv	negativ	-0
$-\frac{x'}{x} = a$	a bis $+\infty$	$-\infty$ bis 0	0 bis b	b

Welche Werthe zu irgend einer Zeit T die Ablenkung X und die Geschwindigkeit X' haben mögen, vorausgesetzt nur, dass sie dem ersten Hauptfall entsprechen, stets giebt es, wie oben unter VII. ausgeführt ist, einen Zeitpunkt τ, vor oder nach T, in welchem $x' = 0$ ist, und es lässt sich diese Zeit τ und die zugehörige Ablenkung ξ aus den gegebenen Werthen T, X, X' berechnen. τ vorhergegangen ist stets im Zeitabstande Δ die Zeit t_0, wo $x = 0$ war. Der ganze Vorgang bleibt also, da einzig und allein die Werthe von τ und ξ variiren können, an sich und im Wesentlichen stets derselbe und namentlich bleibt das Verhalten in positiv und [546] negativ unendlicher Zeit unverändert, wie man auch die Bedingungen wählen möge, vorausgesetzt nur, dass die für den ersten Hauptfall bezeichnenden Eigenschaften gewahrt bleiben.

Nimmt man ξ negativ, so ändern die Ausdrücke (9) und in allen drei Zeitabschnitten x und x' ihr Zeichen. Alle Vorgänge bleiben also dieselben, nur dass die beiden Seiten der Abscissenaxe, oder die beiden Hälften der Scale, mit einander vertauscht sind.

§. IV. Physikalische Anwendung der gewonnenen Ergebnisse, und Vergleichung dieser Ergebnisse mit denen der ersten Abhandlung.

Wir können die verschiedenen Fälle der Bewegung des Magnetes — von einer Ablenkung oder vom Nullpunkt aus, mit oder ohne Anfangsgeschwindigkeit — aus folgender Fiction herleiten. Vor unendlicher Zeit durchfiel der Magnet Räume unendlicher Ablenkung mit solcher unendlichen Geschwindigkeit, dass diese zur Ablenkung in dem von den Constanten der Vorrichtung abhängigen Verhältniss — a stand. Zur Zeit $t = 0$, wo wir den Vorgang zu betrachten anfangen, ist der Magnet in endliche Ablenkung gelangt und es sind, je nach den Bedingungen der Aufgabe, gewisse Zeitpunkte schon vorüber. Ist der Magnet bereits abgelenkt, so kann der Fall aus dem Unendlichen geschehen sein entweder von der Seite her, auf der er sich befindet, oder von der entgegengesetzten Seite her.

I. Jedesmal, dass der Magnet zur Zeit $t = 0$ ohne Anfangsgeschwindigkeit aus einer endlichen, positiven oder negativen Ablenkung ξ fällt, können wir uns denken, er sei von der entgegengesetzten Seite her aus dem Unendlichen gefallen, habe den Nullpunkt überschritten, und kehre bei ξ in seiner Bewegung um, daher x' hier $= 0$ ist. Der Vorgang beginnt also in der Idee an der Grenze des zweiten und dritten der oben unterschiedenen Zeitabschnitte. Man braucht in der That nur in (16) $\tau = 0$ zu setzen, um Gleichung (VII) der ersten Abhandlung zu erhalten, welche diese Bewegung des Magnetes darstellt; und unsere gegenwärtige Fig. 4 fällt von τ ab nach wachsender Zeit hin im Wesentlichen mit Fig. 22 der ersten Abhandlung zusammen.[1] Selbst der Fall aus dem Unend- [547] lichen ohne Anfangsgeschwindigkeit, mit dem sich §. VI der ersten Abhandlung beschäftigt, lässt sich unter denselben Gesichtspunkt bringen, indem man $\xi = \infty$ setzt. Alle endlichen mit ξ multiplicirten Ordinaten, wie $x_{,}$, $x_{,,}$, x'_0, $x'_{,}$, $x'_{,,}$ werden gleichfalls unendlich; für $t = -\infty$ aber werden x und x' unendliche Grössen höherer Ordnung. Man hat sich also vorzustellen, der Magnet sei aus unendlicher Ferne höherer Ordnung gefallen, habe den Nullpunkt mit unendlicher Geschwindigkeit überschritten und jenseits ausschlagend ein unendliches ξ erreicht, bei welchem er zur neuen Anfangszeit $= 0$ eben umkehre.

II. Jedesmal, dass der Magnet auf dem Nullpunkt einen Stoss erhält, der ihm eine Anfangsgeschwindigkeit $+ c$ ertheilt, können wir

---

[1] In letzterer ist $\tau = 0$, in der gegenwärtigen Figur $= 1/4$ gemacht (s. vorige Seite).

uns denken, er sei in der Richtung des Stosses aus dem Unendlichen gefallen, und überschreite zur Zeit $t_0 = 0$ den Nullpunkt mit einer, jener Anfangsgeschwindigkeit $+ c$ gleichen Fallgeschwindigkeit x'. Der Vorgang beginnt in der Idee an der Grenze des ersten und zweiten Zeitabschnittes. Man erhält Gleichung (XXXI) der ersten Abhandlung, welche diese Bewegung des Magnetes darstellt, indem man in den Gleichungen (4) $T = 0$, $X = 0$ und $X' = c$ setzt.

III. Jedesmal dass der Magnet im Augenblicke, wo er in einer gegebenen Ablenkung sich selbst überlassen wird, einen Stoss im einen oder anderen Sinn erhält, können wir ebenso für die Anfangsgeschwindigkeit Fallgeschwindigkeit, durch Fall aus dem Unendlichen erlangt, substituiren. Dabei sind drei Fälle zu unterscheiden.

1. Die Geschwindigkeit hat den Sinn der Richtkraft und ist grösser als ax. Es ist als sei der Magnet von der Seite her, nach welcher er abgelenkt ist, aus dem Unendlichen gefallen, und überschreite eben die gegebene Ablenkung mit der gegebenen Geschwindigkeit $- c$. Daher von $\mathfrak{x}'_1$ $\mathfrak{t}_1$ $\mathfrak{x}_1$ nach wachsender Zeit hin unsere gegenwärtige Fig. 4 im Wesentlichen mit Fig. 23 der ersten Abhandlung zusammenfällt, welche die Bewegung des Magnetes mit einer negativen Anfangsgeschwindigkeit $> (- ax)$ vorstellt; nur dass in beiden Figuren die beiden Seiten der Abscissenaxe, also die beiden Scalenhälften, mit einander vertauscht sind, und ausserdem in der Figur der ersten Abhandlung abermals $r = 0$, in der jetzigen $= 1/4$ gesetzt ist. Gleichung (XXII) der ersten Abhandlung entsteht aus den Gleichungen (4), indem man in letzteren $T = 0$, $X' = - c$, $X =$ dem ξ der ersten Abhandlung setzt, welches zum Unterschiede vom [548] jetzigen ξ fortan ξ_A heissen soll.[1] Um X und X' verschiedenen Zeichens, und dabei X' grösser als aX zu finden, müssen wir den Anfang des Vorganges in den ersten Zeitabschnitt verlegen.

2. Die Geschwindigkeit hat den entgegengesetzten Sinn der Richtkraft. Es ist als sei der Magnet auf der entgegengesetzten Seite von der, nach welcher er abgelenkt ist, aus dem Unendlichen gefallen, habe den Nullpunkt überschritten, und überschreite eben die

---

[1] Dass das jetzige und frühere ξ einander nicht stets, wie in Fall I, entsprechen, rührt daher, dass mit dem jetzigen ξ jedesmal der Ausschlag nach Ueberschreiten des Nullpunktes bezeichnet wird, während in der Abhandlung ξ gerade deshalb keine solche gleichmässige Bedeutung erhielt, weil es stets die der Anfangszeit $t = 0$ entsprechende Ablenkung bezeichnete, wenn nicht diese Null war, wie in dem soeben unter II erwähnten Falle des §. VII der ersten Abhandlung. Daher das ξ der ersten Abhandlung und das jetzige nur bei dem Fallenlassen des Magnetes ohne Anfangsgeschwindigkeit übereinstimmen.

gegebene Ablenkung ξ_A mit der gegebenen Geschwindigkeit $+ c$, mit welcher er dem Maximum ξ seines Ausschlages zustrebt; s. bei $\mathfrak{x}'_2$ $\mathfrak{x}_2$ $\mathfrak{t}_2$ in Fig. 4. Analytisch entsteht dieser Fall, indem man in den Gleichungen (4) $T = 0$, $X = \xi_A$, $X' = + c$ setzt. Da nur zwischen $t = t_0$ und $t = \tau$, x und x' einerlei Zeichens sind, fällt der Beginn des Vorganges in den zweiten Zeitabschnitt; und da zu Anfang dieses Abschnittes $x = 0$, x' endlich ist, zu Ende das Umgekehrte stattfindet, ist diesmal der Geschwindigkeit kein Grenzverhältniss zur Ablenkung vorgeschrieben.

3. Die Geschwindigkeit hat den Sinn der Richtkraft und ist kleiner als bx. Diese Combination kommt nur im dritten Zeitabschnitt vor. Es ist abermals als sei der Magnet auf der entgegengesetzten Seite aus dem Unendlichen gefallen, als habe er aber nicht allein den Nullpunkt, sondern auch das Maximum seines Ausschlages bereits überschritten; s. bei $\mathfrak{x}_3$ $\mathfrak{t}_3$ $\mathfrak{x}'_3$ in Fig. 1. Analytisch entsteht dieser Fall, indem man in den Gleichungen (4), wie im Falle III. 1., $T = 0$, $X' = - c$, $X = \xi_A$ setzt; man erhält Gleichung (XXII) der ersten Abhandlung, aber, weil c kleiner ist als bx, mit umgekehrtem Zeichen der rechten Seite, daher auch diesmal unsere Figur zur Gleichung erst nach Vertauschung der beiden Scalenhälften passt.

IV. Die in §. IX der ersten Abhandlung behandelten Fälle, in denen der in Bewegung begriffene Magnet zu gegebener Zeit einen Stoss [549] im einen oder anderen Sinn erhält, lassen sich gleich den vorigen betrachten, indem man die beiden Geschwindigkeiten, die vorhandene und die hinzutretende, als durch Fall aus dem Unendlichen unter geeigneten Bedingungen entstanden ansieht und algebraisch summirt.

Die neue Behandlungsweise bietet, wie man sieht, den Vortheil, dass sie sämmtliche in der ersten Abhandlung einzeln abgeleitete Fälle auf Einen allgemeinen Fall zurückführt. Die Rolle der merkwürdigen arithmetischen Reihe der Zeiten, von der sich in jenen Fällen eine grössere oder geringere Zahl von Gliedern zeigte, ist nun klar. Man versteht auch die Bedeutung der negativen Zeiten, welche dort im Dunkel blieb. Im Fall eines den bei ξ_A sich überlassenen Magnet im Sinne der Richtkraft treffenden Stosses fanden wir für die Zeit des Durchganges durch den Nullpunkt den Ausdruck

$$t_0 = \frac{1}{2r} \log \left(\frac{c - b\xi_A}{c - a\xi_A} \right)$$

(S. oben S. 293). t_0 ist positiv nur für $c > a\xi_A$; im Falle $c < a\xi_A$ ist t_0 reell nur wenn c auch $< b\xi_A$, und dann negativ. Dies heisst, wie wir jetzt sehen, soviel als dass unter der Voraussetzung des Falles aus dem Unendlichen, die Zeit des Durchganges durch den Nullpunkt schon seit jener Zeit vorüber war.

Die beiden Hauptergebnisse, welche im §. VI der ersten Abhandlung hergeleitet worden sind, nämlich sowohl die Bedingung für die zum Ueberschreiten des Nullpunktes nöthige Anfangsgeschwindigkeit, als auch die Grenze der durch Fallen aus beliebig hoher Anfangslage ohne Anfangsgeschwindigkeit zu erreichenden Geschwindigkeit, lassen sich unmittelbar aus dem obigen Schema, S. 331, erkennen. Denn wenn zur Zeit t bei der Ablenkung x der Nullpunkt noch zu überschreiten sein soll, so muss t im ersten Zeitabschnitt liegen, also dem Schema gemäss $-\frac{x'}{x} > a$ sein, und dies ist daher die Bedingung für die zum Ueberschreiten des Nullpunktes nöthige Anfangsgeschwindigkeit. Ferner ist die Geschwindigkeit eines aus beliebig hoher Anfangslage ohne Anfangsgeschwindigkeit fallenden Magnetes, der sich also in der ganzen Zeit des Fallens im dritten Zeitabschnitt befindet, nach dem Schema bei jeder Ablenkung x eine solche, dass $-\frac{x'}{x} < b$ ist; der Grenzwerth der Geschwindigkeit x' ist daher $-bx$.

[550] Während der ganzen Bewegung des Magnetes, insofern dabei der Nullpunkt wirklich oder in der Idee überschritten wird, liegt die Geschwindigkeit x' ausserhalb des von den Werthen $-bx$ und $-ax$ eingeschlossenen Intervalls. Es fragt sich nun, was die Folge sei, wenn dem Magnete bei x eine Geschwindigkeit grösser als bx, aber kleiner als ax, zugeschrieben, oder was geschehe, wenn ihm im Augenblicke des Fallenlassens von x eine solche Anfangsgeschwindigkeit im Sinne der Richtkraft wirklich ertheilt werde. Diese Frage ist in der ersten Abhandlung nicht zur Sprache gekommen. Aus den oben voraufgeschickten allgemeinen Sätzen hat man schon erfahren, dass die Discussion unseres zweiten Hauptfalles uns darüber Aufschluss zu geben bestimmt ist.

§. V. Zweiter Hauptfall: $ax + x'$ und $bx + x'$ sind verschiedenen Zeichens.

Liegt x' seiner Grösse nach zwischen ax und bx, und sind x und x' verschiedenen Zeichens, so sind auch die Ausdrücke (9) verschiedenen Zeichens. Da diese Ausdrücke für jede Zeit ihr Zeichen behalten, sie aber für $x = 0$ oder $x' = 0$ einerlei Zeichen, beziehlich das von x' oder x erhalten würden, so können unter der Voraussetzung: x' grösser als bx, und kleiner als ax, zu keiner endlichen Zeit x und $x' = 0$ werden. Erst für $t = +\infty$ tritt dies ein. Dies ist der zweite hier stattfindende Hauptfall, der sich vom ersten also dadurch unterscheidet, dass dabei der Nullpunkt zu keiner Zeit überschritten wird, sondern Ablenkung und

Geschwindigkeit von $t = -\infty$ bis $t = +\infty$ stetig abnehmen. Nimmt man x positiv, so ergeben sich in diesem Falle aus (12), wenn man darin $\xi = \frac{a-b}{a+b}\xi_{,} = \frac{r}{\varepsilon}\xi_{,}$ setzt, die den Gleichungen (16) und (17) des ersten Falles analogen Bestimmungen

$$x = \frac{\xi_{,}}{2\varepsilon}\left(a e^{b(\tau-t)} + b e^{a(\tau-t)}\right), \qquad (16^*)$$

$$x' = -\frac{ab\xi_{,}}{2\varepsilon}\left(e^{a(\tau-t)} + e^{b(\tau-t)}\right), \qquad (17^*)$$

wo τ den Zeitpunkt und $\xi_{,}$ denjenigen Werth der Ablenkung x bedeuten, für welche

$$x'' = abx \text{ und folglich } (a+b)\,x' + 2abx = 0$$

[551] ist, für welchen also $\frac{x}{x'}$ das arithmetische und $\frac{x}{x''}$ das geometrische Mittel jener bezüglichen Grenzwerthe erreicht, zwischen denen die Werthe der beiden Quotienten von $t = -\infty$ bis $t = +\infty$ variiren. Die Zeitpunkte, in denen folgweise die Quotienten

$$\frac{x}{x'},\ \frac{x'}{x''},\ \frac{x''}{x'''},\ \cdots$$

den bezeichneten Mittelwerth $-\,{}^1\!/_2\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)$ erreichen, bilden gemäss der fünften Folgerung eine arithmetische Reihe, deren Anfangsglied τ und deren beständiger Unterschied Δ ist.

Die Reduction aller möglichen Vorgänge auf einen einzigen Typus geschah oben in §. II (sechste Folgerung) dadurch, dass man bei jedem Vorgange einen gewissen Zeitpunkt τ festsetzte, in welchem das Verhältniss $\frac{x}{x'}$ einen bestimmten Werth annimmt. Dieser Zeitpunkt τ hat aber, wie man sieht, im zweiten Hauptfalle keine so ausgesprochene Bedeutung wie im ersten, wo er der Umkehr des Magnetes entsprach. Es ist deshalb nicht ohne Interesse im vorliegenden zweiten Hauptfalle von jener Reduction abzusehen und die Betrachtung unmittelbar an die Gleichungen (4) anzuknüpfen.

Es sei X positiv, X' negativ. Kürzehalber setzen wir

$$aX + X' = +\mathfrak{A},$$
$$bX + X' = -\mathfrak{B}.$$

Da nach unseren Voraussetzungen X' zwischen bX und aX schwankt, und $\mathfrak{A} + \mathfrak{B} = 2rX$ ist, so schwanken dementsprechend $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ zwischen $2rX$ und 0, indem sie sich stets zu $2rX$ ergänzen.

Nach Analogie der Gleichungen (16) und (17) für den ersten Hauptfall erhalten wir hier aus (4)

$$x = \frac{1}{2r}\left(\mathfrak{A}e^{b(T-t)} + \mathfrak{B}e^{a(T-t)}\right) \tag{19}$$

$$x' = -\frac{1}{2r}\left(\mathfrak{A}be^{b(T-t)} + \mathfrak{B}ae^{a(T-t)}\right) \tag{20}$$

Während t von $t = -\infty$ zu $t = +\infty$ sich verändert, gehen x [552] und x', convex gegen die Abscissenaxe der Zeiten, beziehlich von $+\infty$ und $-\infty$ bis 0. Wie im ersten Hauptfalle ist für $t = -\infty$

$$\frac{x'}{x} = -a, \tag{21}$$

für $t = +\infty$

$$x' = -bx. \tag{22}$$

Setzt man in Gleichung (19) $\mathfrak{A} = 0$, so erhält man

$$x = e^{a(T-t)}X \tag{23}$$

Setzt man umgekehrt darin $\mathfrak{B} = 0$, so erhält man

$$x = e^{b(T-t)}X \tag{24}$$

Für $t = T$ aber wird in (19), (23), (24) $x = X$. Gleichung (19) stellt also eine Schaar von Curven vor, welche durch den Werth von $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ unterschieden und zwischen den Grenzcurven (23) und (24) eingeschlossen, sich mit ihnen im Gipfel der Ordinate X schneiden.

Setzt man in Gleichung (20) $\mathfrak{A}$ oder $\mathfrak{B} = 0$, so erhält man beziehlich

$$x' = -e^{a(T-t)}aX, \tag{25}$$

$$x' = -e^{b(T-t)}bX. \tag{26}$$

Für $t = T$ werden (20), (25), (26) beziehlich

$$\left.\begin{aligned} x'_T &= -aX,\\ x'_T &= X' = -aX + \mathfrak{A} = -bX - \mathfrak{B},\\ x'_T &= -bX; \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

setzt man aber $t = T + \Delta$, so werden dieselben Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} x'_{T+\Delta} &= -\left(\frac{a}{b}\right)^{-\frac{a}{2r}} aX,\\ x'_{T+\Delta} &= -\frac{1}{2r}\left\{\left(\frac{a}{b}\right)^{-\frac{a}{2r}} a\mathfrak{B} + \left(\frac{a}{b}\right)^{-\frac{b}{2r}} b\mathfrak{A}\right\}\\ x'_{T+\Delta} &= -\left(\frac{a}{b}\right)^{-\frac{b}{2r}} bX. \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

Die drei Ausdrücke (28) sind identisch und die Grenzcurven (25), (26), sowie die zwischen ihnen eingeschlossenen Curven (20), schneiden sich also im Gipfel der Ordinate, die im Abstande Δ auf X' folgt.

[553] Während im allgemeinen Falle für $t = -\infty$, $\frac{x'}{x} = -a$ für $t = +\infty$, $x' = -bx$ ist, hat man für $\mathfrak{A} = 0$

$$x' = -ax, \qquad (29)$$

für $\mathfrak{B} = 0$

$$x' = -bx \qquad (30)$$

für jede Zeit.

Setzt man $\mathfrak{B} = 2rX + \delta$, $\mathfrak{A} = -\delta$, wo δ eine beliebig kleine, aber endliche positive Grösse, so wird alsbald die Axe der Zeiten wieder geschnitten, wenngleich erst zur späten Zeit

$$t_0 = T + \frac{1}{2r}\log\left(\frac{2rX + \delta}{\delta}\right);$$

man hat wieder den ersten Hauptfall, und befindet sich in dessen erstem Zeitabschnitt. Setzt man umgekehrt $\mathfrak{A} = 2rX + \delta$, $\mathfrak{B} = -\delta$, so ist diesmal die Axe der Zeiten geschnitten worden zur längst verflossenen Zeit

$$t_0 = T - \frac{1}{2r}\log\left(\frac{2rX + \delta}{\delta}\right);$$

man befindet sich im dritten Zeitabschnitt des ersten Hauptfalles.

Wir wollen nun, um die Vorgänge in beiden Hauptfällen ihrer Grösse nach vergleichbar zu machen, $T = \tau$ und $X = \xi$ setzen. Dabei ist zu bemerken, dass, da jetzt nicht wie im ersten Hauptfalle, zu τ und ξ ein für allemal eine bestimmte Geschwindigkeit ($x' = 0$, s. oben S. 328) gehört, der Verlauf der Curven zwischen den Grenzcurven ein unbestimmter bleibt, so lange nicht die Geschwindigkeit ξ' gegeben ist. Es entspricht also jedem ξ jetzt vielmehr von Ablenkungs- und Geschwindigkeitscurven eine ganze Schaar, deren Steilheit mit ξ wächst, weil Δ unabhängig von ξ ist.

In Fig. 5 sind die beiden Curven oberhalb der Abscissenaxe die Grenzcurven der Ablenkungscurven, die unterhalb die Grenzcurven der Geschwindigkeitscurven des zweiten Hauptfalles; jede Curve trägt die Ordnungszahl der durch sie vorgestellten Gleichung. Die Annahmen, unter denen die Curven construirt wurden, sind dieselben wie in Fig. 4: $\xi = 1$, $a = 1$, $b = 1/2$. Der Maassstab ist derselbe, und gleiche Zeitpunkte stehen in beiden Figuren senkrecht untereinander. Schreitet man auf der Abscis- [554] senaxe von τ aus in beiden Richtungen um Abstände $= \Delta$ fort, so bilden die zugehörigen Ordinaten jeder der vier Grenzcurven eine Reihe, deren allgemeines Glied für

(23),	(24),	(25),	(26):
$2^{2\nu}$,	2^{ν},	$-2^{2\nu}$,	-2^{ν}

ist, wo für ν in der Richtung von $-t$ nach $+t$ die Reihe der positiven

und negativen ganzen Zahlen zu setzen ist. Die Curven (23) und (25) liegen völlig symmetrisch zur Abscissenaxe, und so dass bei τ, $\nu = 0$ ist; die Curven (24) und (26) dagegen sind zwar auch symmetrisch, aber gegeneinander in der Richtung der Abscissen um Δ verschoben, so dass für (24) ν bei τ, für (26) bereits bei t_0, $= 0$ ist.

Denkt man sich die Curven beider Hauptfälle, wie Fig. 4 und 5 sie darstellen, auf dieselbe Abscissenaxe aufgetragen, so schneiden sich die Ablenkungscurven des zweiten Hauptfalles im Gipfel der Maximal-Ordinate ξ der Ablenkungscurve des ersten Hauptfalles. Ebenso schneiden sich die Geschwindigkeitscurven des zweiten Hauptfalles im Gipfel der Maximal-Ordinate der Geschwindigkeitscurve des ersten Hauptfalles: denn die miteinander identischen Gleichungen (28) sind es auch mit (18). Von den Maximis ab nach den positiven Zeiten hin verlaufen die Curven des zweiten Hauptfalles näher der Abscissenaxe als die des ersten.

Denkt man sich den zweiten Hauptfall auf die andere Scalenseite verlegt, so entstehen in der Richtung von τ nach den negativen Zeiten hin Schneidepunkte seiner Curven mit denen des ersten Hauptfalles. Unter den unseren Figuren zu Grunde liegenden Annahmen rücken jedoch für die beiden steileren Grenzcurven des zweiten Hauptfalles diese Schneidepunkte in die negative Unendlichkeit.

Im Fall einer dem bei $+ x$ losgelassenen Magnet ertheilten, bx, aber nicht ax übertreffenden Anfangsgeschwindigkeit $- c$ ist es also, als sei der Magnet von der positiven Seite her aus dem Unendlichen gefallen mit einer Geschwindigkeit, grösser zwar als die grösste Geschwindigkeit bx, die der Magnet bei $+ x$ durch Fall von einem unendlichen positiven ξ, d. h. aus negativer Unendlichkeit höherer Ordnung, erlangt hätte (s. oben S. 332), aber nicht gross genug, um den Magnet über den Nullpunkt zu treiben, wozu die Geschwindigkeit im Endlichen ax übertreffen muss.

[555] §. VI. Behandlung des Grenzfalles $\varepsilon = n$.

Der Grenzfall $\varepsilon = n$ kann für sich behandelt werden, oder auch indem man in den obigen Formeln $a = b$ setzt.

Man hat zunächst anstatt der beiden Gleichungen (4) hier nur die eine Gleichung

$$(\varepsilon x + x')\, e^{\varepsilon t} = \text{const} = (\varepsilon X + X')\, e^{\varepsilon T}. \qquad (31)$$

Diese Gleichung integrirt giebt

$$x e^{\varepsilon t} = t\, (\varepsilon X + X')\, e^{\varepsilon T} + C,$$

wo C eine willkürliche Constante ist, die dadurch bestimmt wird, dass für $t = T$, $x = X$ sein solle. So erhält man

$$x = e^{\varepsilon(T-t)}\{X - (T-t)(\varepsilon X + X')\} \tag{32}$$

und durch Division mit (31) in (32)

$$\frac{x}{\varepsilon x + x'} - t = \frac{X}{\varepsilon X + X'} - T = \text{const.}$$

Gleichung (12) ergiebt für $a = b$:

$$x^{(\nu)} = (-\varepsilon)^\nu \cdot e^{\varepsilon(\tau-t)}(1 - \nu + \varepsilon t - \varepsilon\tau)\,\xi,$$

und daher für $\nu = 0$ und $\nu = 1$

$$x = \xi e^{\varepsilon(\tau-t)}\{1 - \varepsilon(\tau - t)\}, \tag{33}$$

$$x' = \xi\varepsilon^2 e^{\varepsilon(\tau-t)}(\tau - t) \tag{34}$$

Diese Gleichungen entsprechen den Gleichungen (XIV) und (XV) der ersten Abhandlung. Da für $a = b$ der beständige Zeitunterschied $\Delta = \frac{1}{\varepsilon}$ wird, so ist für

$$t_0 = \tau - \frac{1}{\varepsilon}, \qquad \tau, \qquad t_, = \tau + \frac{1}{\varepsilon}, \qquad t_{,,} = \tau + \frac{2}{\varepsilon}, \text{ u. s. w.}$$

$$x = 0, \qquad x' = 0, \quad x'' = 0, \qquad x''' = 0, \qquad \text{u. s. w.}$$

Wird ξ positiv genommen, so sind für $t = -\infty$: $x = -\infty$, $x' = +\infty$, und zwar, der geringeren Dämpfung halber, beide von höherer Ordnung, als für ein endliches r; $\frac{x'}{x}$ ist $= -\varepsilon$. Im Endlichen sind die Curven (33), (34) zunächst convex gegen die Abscissenaxe der Zeiten. Es folgen einander in dem wiederum nur von den Constanten der Vorrichtung, nicht von ξ abhängigen [556] Abstande $\frac{1}{\varepsilon}$ die vier Zeitpunkte t_0, τ, $t_,$, $t_{,,}$. Für $t = +\infty$ schliessen sich beide Curven asymptotisch der Axe der Zeiten an, und x' ist $= -\varepsilon x$.

Die in der ersten Abhandlung aufgestellten Gleichungen für die verschiedenen Fälle mit und ohne Anfangsgeschwindigkeit findet man ähnlich wie dies im §. IV für ein endliches r gezeigt wurde, indem man in (32) für T, X, X' die Werthe t_0, 0, x'_0; τ, ξ, 0 u. s. w. einführt und t_0, τ, $t_,$, $t_{,,} = 0$ setzt.

Soll zur Zeit t der Nullpunkt noch zu überschreiten, d. h. soll

$$t_0 - t = -\frac{x}{\varepsilon x + x'}$$

positiv sein, so müssen x und x' verschiedenen Zeichens, und der absolute Werth von x' muss grösser als der von εx sein. Diese Bedingung ist nur für die Zeit t erfüllt, welche dem Zeitpunkt t_0 vorangegangen ist, da im folgenden Zeitabschnitt Δ, bis zu τ hin, x und x' einerlei Zeichens sind, von τ ab aber, wo x und x' wieder verschiedenen Zeichens sind, der absolute Werth von x' kleiner als der von εx ist, und diesen erst für $t = +\infty$ erreicht. Das also ist der wahre Sinn der in der ersten

Abhandlung gefundenen Bedingung $x' > (-\varepsilon x)$ für das Ueberschreiten des Nullpunktes im Falle $r = 0$ (vergl. oben S. 325).

Der zweite Hauptfall findet hier nicht mehr statt, sondern der Nullpunkt wird überschritten, sobald die Geschwindigkeit die Fallgeschwindigkeit aus der negativen Unendlichkeit höherer Ordnung übertrifft, d. h. x' grösser ist als ax.

§. VII. Die Curven der Geschwindigkeiten bezogen auf die Ablenkungen im allgemeinen Fall $\varepsilon > n$.

Das Ganze dieser Beziehungen wird klarer, wenn wir von x und x' als Functionen der Zeit übergehen zur Betrachtung von x' als Function von x, $x' = \phi(x)$ (vergl. erste Abh. S. 296 und oben S. 325).

In Fig. 6 stellt die Gerade $[-x, 0, +x]$ die beiderseits vom Nullpunkt in's Unendliche sich erstreckende Scale vor, auf welche als Abscissenaxe die Geschwindigkeiten x' als Ordinaten aufgetragen sind. Die beiden Geraden AA', BB' stellen die beiden Gleichungen (29) und (30):

$$x' = -ax, \quad x' = -bx$$

[557] vor. Die Curve $t_0\ \tau\ t,\ t_{,,}\ 0$ ist alsdann für ein positives ξ die Curve des ersten Hauptfalles, welche auf der negativen Seite aus dem Unendlichen kommend im Punkte $x = +\xi$ zur Zeit τ die Scale schneidet, und bei 0 von der positiven Seite her physikalisch endet. Die Punkte t_0, τ, $t_,$, $t_{,,}$ bezeichnen die oft erwähnten, eine arithmetische Reihe bildenden Zeitabschnitte Δ. Kommt der Magnet von der anderen Seite, so hat die Curve die Lage $t'_0\ \tau'\ 0$. Die Curven des zweiten Hauptfalles liegen wie 0ζ, $0\zeta'$ nothwendig zwischen den Geraden AA', BB', die selber den Grenzcurven (25), (26) entsprechen; aus dem Unendlichen kommend enden auch die Curven 0ζ, $0\zeta'$ und die Geraden $0A$, $0A'$, $0B$, $0B'$ physikalisch am Nullpunkt, und die im rechten unteren Quadranten verlaufenden, $0A'$, $0\zeta'$, $0B'$, entsprechen ihrer Lage nach den in unserer Fig. 5 dargestellten Curven.

Wo immer man von einem Punkt irgend einer der Curven parallel der x'-Axe eine Gerade nach einer der Geraden AA', BB' ziehe, wie z. B. $\mathfrak{x}'\mathfrak{a}$, $\mathfrak{x}'\mathfrak{b}$ in der Figur, findet man für die Länge der Geraden $\mathfrak{x}'\mathfrak{a}$, $\mathfrak{x}'\mathfrak{b}$ beziehlich den Ausdruck $ax + x'$, $bx + x'$, wo ax, bx und x', je nach der Lage des Curvenpunktes, positiv oder negativ sind. Wir gelangen so zur Einsicht in die Bedeutung der für uns so wichtigen Ausdrücke (9). Sie messen in der Richtung der x'-Axe die Entfernung des Curvenpunktes von den Geraden AA', BB'; und sie sind positiv jedesmal dass der Punkt (in unserer Figur) nach oben und rechts von der

Geraden liegt, negativ im anderen Falle; daher sie für die zwischen den Geraden AA', BB' liegenden Curvenpunkte, wie der zweite Hauptfall es mit sich bringt, verschiedenen Zeichens sind.

Eliminirt man die Zeit zwischen den Gleichungen (16) und (17) des ersten Hauptfalles (vergl. die achte Folgerung), so erhält man die mit dem Ausdruck auf S. 301 der ersten Abhandlung identische Gleichung

$$\left(\frac{ax + x'}{a\xi}\right)^a = \left(\frac{bx + x'}{b\xi}\right)^b, \tag{35}$$

welche also die Gleichung der Curve $t_0 \; \tau \; t, \; t_{,,} \; 0$ ist. Eliminirt man ebenso die Zeit zwischen den Gleichungen (19) und (20) des zweiten Hauptfalles, so erhält man

$$\left(\frac{ax + x'}{\mathfrak{A}}\right)^a = \left(\frac{bx + x'}{-\mathfrak{B}}\right)^b \tag{36}$$

[558] als Gleichung aller der Curven $0\zeta'$, die für irgend ein $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ zwischen den Grenzcurven $0A'$, $0B'$ liegen.

Setzt man in (36)

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{A} &= aX + X' = a\xi, \\ -\mathfrak{B} &= bX + X' = -b\xi, \end{aligned}\right\} \tag{37}$$

so unterscheiden sich (35) und (36) nur noch durch das negative Zeichen von $b\xi$ in (36), dem aber auch, nach den Voraussetzungen des zweiten Hauptfalles, ein negativer Werth des Zählers $bx + x'$ entspricht. Durch dieselbe Substitution werden die Gleichungen (19) und (20):

$$x = \frac{\xi}{2r}\left(ae^{b\,(T-t)} + be^{a\,(T-t)}\right), \tag{38}$$

$$x' = -\frac{\xi ab}{2r}\left(e^{b\,(T-t)} + e^{a\,(T-t)}\right); \tag{39}$$

sie unterscheiden sich also von den entsprechenden Gleichungen des ersten Hauptfalles (9) und (10)

$$x = \frac{\xi}{2r}\left(ae^{b\,(\tau-t)} - be^{a\,(\tau-t)}\right),$$

$$x' = \frac{\xi ab}{2r}\left(e^{a\,(\tau-t)} - e^{b\,(\tau-t)}\right),$$

nur noch dadurch, dass in den Gleichungen (38), (39) T für τ steht und beide Termen in der Klammer positiv sind; sie werden identisch mit den Gleichungen (16*) und (17*) auf S. 336, wenn man $T = \tau$ und wie dort $\xi = \frac{r}{\varepsilon}\,\xi$, setzt.

Unter der zu einem bestimmten X und T gehörigen Schaar von Ablenkungscurven (19) des zweiten Hauptfalles und der entsprechenden Schaar von Geschwindigkeitscurven (20) giebt es also stets ein Paar zusammengehöriger Curven, deren Gleichungen durch Eliminiren der Zeit

einen Ausdruck liefern identisch mit dem, welchen gleichfalls durch Eliminiren der Zeit die Gleichungen der zu einem bestimmten ξ und τ gehörigen Ablenkungscurve und Geschwin- [559] digkeitscurve des ersten Hauptfalles liefern. Es ist jenes Paar das, für welches zur Zeit $t = T$ in (19) und (20)

$$\left. \begin{aligned} x &= X = \xi \frac{a+b}{a-b}, \\ x' &= X' = -\xi \frac{2ab}{a-b} \end{aligned} \right\} \quad (40)^1$$

sind [(37), (38), (39)]. Wir wollen dies X und X', zum Unterschiede von dem allgemeinen, $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{X}'$, und die zugehörige Zeit $\mathfrak{T}$ nennen. $\mathfrak{X}$ ist $> \xi$; soll Curve (38) durch den Gipfel der Ordinate ξ gehen, so muss $\mathfrak{T} > \tau$ sein. Weitere Bemerkungen über das gegenseitige Entsprechen der bezüglichen Curven des ersten und zweiten Hauptfalles finden sich oben in der fünften und sechsten Folgerung. Das dortige ξ, ist hier $\mathfrak{X}$ genannt.

Von dem so bestimmten Curvenpaare werden sich die x' des zweiten Hauptfalles, bezogen auf dessen x, mit den x' des ersten Hauptfalles, bezogen auf die gleichen x, für das nämliche ξ in Eine Construction zusammenfassen lassen. Zu dieser schreiten wir nun, indem wir von den übrigen Curven des zweiten Hauptfalles, welche zu der des ersten Hauptfalles nicht in der eben entwickelten, merkwürdigen Beziehung stehen, vorläufig absehen.

Um Gleichung (35) auf eine für die Discussion bequemere Form zu bringen, machen wir die Geraden AA', BB' zu Axen eines schiefen Coordinatensystemes; die Gerade BB' sei die Abscissenaxe, die Gerade AA' die Ordinatenaxe; die neuen Abscissen eines Punktes x, x' der Curve (z. B. des Punktes $\mathfrak{x}'$ in der Figur) mögen ϑ, die neuen Ordinaten η heissen. Man hat

---

[1] Wegen der Schwierigkeit, Gleichung (16*) umzukehren, und die Zeit als explicite Function von x darzustellen, lässt sich von der Zeit T nur noch aussagen, dass sie zwischen

$$\tau - \frac{1}{a} \log \left(\frac{a+b}{a-b}\right) \text{ und } \tau - \frac{1}{b} \log \left(\frac{a+b}{a-b}\right)$$

liege. Dies sind die Werthe für T, die den Gleichungen (23) und (24) der Grenzcurven, zwischen denen die Ablenkungscurven des zweiten Hauptfalles verlaufen, für $x = \xi$ und $\mathfrak{X} = \xi \frac{a+b}{a-b}$ (40) genügen; die Zeiten also, zu welchen die Ordinaten dieser Curven den Werth $\xi \frac{a+b}{a-b}$ annehmen.

[560]

$$ax + x' = \vartheta \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \alpha}$$

$$bx + x' = \eta \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta},$$

wo α und β die zu a und b als Tangenten gehörigen Winkel bedeuten, und durch Einsetzen dieser Werthe in (35)

$$\left(\frac{2r}{\xi a\sqrt{1+b^2}} \cdot \vartheta\right)^a = \left(\frac{2r}{\xi b\sqrt{1+a^2}} \cdot \eta\right)^b, \qquad (41)^1$$

oder, wenn wir kürzehalber

$$\left(\frac{2r}{\xi}\right)^{2r} \frac{(b\sqrt{1+a^2})^a}{(a\sqrt{1+b^2})^b} = C$$

setzen,

$$\eta^b = C \cdot \vartheta^a \qquad (42)$$

Wir haben es also mit einer auf schiefe Coordinaten bezogenen Parabel vom $\frac{a}{b}$ten Grade zu thun. Sind a und b ganze Zahlen, [561] so bestimmen deren Geradheit oder Ungeradheit und das Zeichen von C, in welchem der vier Coordinatenwinkel Parabelzweige liegen und wie sich diese im Nullpunkte verhalten, ob sie in einander übergehen, eine Spitze bilden, u. s. w. C würde beiläufig in diesem Falle, wegen des geraden Exponenten $2r$, auch für ein negatives ξ positiv sein. Physikalisch hat indess, wie schon bemerkt, ein Zusammenhang der Curven im Nullpunkte

---

[1] Nennt man x, x', η, ϑ die geraden und schiefen Coordinaten eines beliebigen, X, X', H, Θ die eines gegebenen Punktes einer der vier Curven, so kann man stets setzen

$$\frac{ax + x'}{aX + X'} = \frac{\vartheta}{\Theta}, \quad \frac{bx + x'}{bX + X'} = \frac{\eta}{H},$$

also, da nach (4)

$$\left(\frac{ax + x'}{aX + X'}\right)^a = \left(\frac{bx + x'}{bX + X'}\right)^b,$$

$$\left(\frac{\vartheta}{\Theta}\right)^a = \left(\frac{\eta}{H}\right)^b \qquad (41a)$$

Macht man $X = +\xi$, $X' = 0$, so werden H und Θ die schiefen Coordinaten H_ξ, Θ_ξ des ξ-Punktes, in welchem die Curve des ersten Hauptfalles die x-Axe schneidet (s. bei τ in der Figur). Es ist

$$\left.\begin{aligned} H_\xi &= b\xi \frac{\cos\beta}{\sin(\alpha - \beta)} = \frac{b\xi\sqrt{1+a^2}}{2r} \\ \Theta_\xi &= a\xi \frac{\cos\alpha}{\sin(\alpha - \beta)} = \frac{a\xi\sqrt{1+b^2}}{2r} \end{aligned}\right\} \qquad (41b)$$

Durch Einsetzen dieser Werthe in (41a) erhält man gleichfalls (41).

keinen denkbaren Sinn; auch werden a und b nur ausnahmsweise nicht irrationale Zahlen sein. Ohne die am Nullpunkte möglichen Singularitäten weiter zu ergründen, schreiben wir Gleichung (42) daher besser folgendermaassen:

$$b \log \eta = a \log \vartheta + \log C \tag{43}$$

ϑ ist von gleichem Zeichen mit ξ, und für jeden der beiden Werthe von ϑ kann η wiederum positiv oder negativ sein; die Logarithmen sind von den absoluten Werthen der Grössen zu nehmen. So stellt Gleichung (43) für jede der vier möglichen Zeichencombinationen je einen Curvenzweig vor, der sich vom Nullpunkt in's Unendliche erstreckt.

Beispielsweise betrachten wir nun näher das Paar dieser Zweige, welches den beiden Werthen von η für ein positives ξ und ϑ entspricht. Der bequemeren Discussion halber kehren wir dabei zu der Gestalt der Gleichung zurück, wie sie (42) zeigt. Der erste Differentialquotient ist

$$\frac{d\eta}{d\vartheta} = \frac{a}{b} \cdot C^{\frac{1}{b}} \cdot \vartheta^{\frac{2r}{b}},$$

der zweite

$$\frac{d^2\eta}{d\vartheta^2} = \frac{2ra}{b^2} \cdot C^{\frac{1}{b}} \cdot \vartheta^{\frac{a}{b}-2}.$$

Welchen endlichen Werth man auch a und b beilege, für $\vartheta = 0$ sind η und auch $\frac{d\eta}{d\vartheta} = 0$; die Curven berühren also im Nullpunkte die Gerade BB', entsprechend unserem früheren Ergebniss: für $t = +\infty$, $x' = -bx$ in beiden Hauptfällen [(18), (22)]. Beide Zweige steigen convex gegen die Abscissenaxe vom Nullpunkt in's Unendliche beziehlich auf- und abwärts, wobei der den positiven η entsprechende Zweig den Nullpunkt überschreitet, der [562] den negativen η entsprechende auf der positiven Scalenseite bleibt. Die Construction lehrt, dass in der Nähe des Nullpunktes die Krümmung der Curve oberhalb der Geraden BB' eine stärkere ist als unterhalb. Für $\vartheta = +\infty$ werden $\pm\eta$ und $\pm\frac{d\eta}{d\vartheta} = \pm\infty$; beide Zweige entfernen sich also immer weiter von der Geraden AA', nehmen aber dabei immer mehr deren Richtung an, entsprechend unserem früheren Ergebniss: für $t = -\infty$, $\frac{x'}{x} = -a$ in beiden Hauptfällen.

Die Gleichung einer Tangente an irgend einem Punkte $\eta_{,}$, $\vartheta_{,}$ der Curve, auf dieselben schiefen Coordinaten bezogen, lautet

$$H - \eta_{,} = \frac{a}{b} \cdot \frac{\eta_{,}}{\vartheta_{,}} (\Theta - \vartheta_{,}),$$

wo H, Θ die Coordinaten der Punkte der Tangente bedeuten. Setzt

man für $\eta_{,}$, $\vartheta_{,}$, die Coordinaten H_ξ, Θ_ξ des ξ-Punktes [(41b), S. 344 Anm.], so wird die Gleichung

$$H \cos \alpha = \Theta \cos \beta - \xi.$$

Dies ist die Gleichung einer Geraden, welche parallel der x'-Axe durch den ξ-Punkt bei τ geht: die Curve des ersten Hauptfalles schneidet folglich die x-Axe senkrecht (vergl. erste Abhandl. S. 300).

Es ist gleichgültig, ob man in (41) η und ϑ mit einer Constanten k, oder ob man ξ mit $\frac{1}{k}$ multiplicirt: Veränderung von ξ erzeugt also eine Schaar ähnlicher Curven.

Bei gleichem ϑ ist η um so kleiner, je grösser ξ; $\xi = \infty$ macht $\eta = 0$ für jedes endliche ϑ. Bei wachsendem positivem ξ schmiegen sich mithin die Curve des ersten und die des zweiten Hauptfalles, jene von oben, diese von unten, vom Nullpunkt her der Geraden BB' auf der positiven Seite an; für $\xi = \infty$ verschmelzen sie im Endlichen mit dieser Geraden. Hinsichtlich der Curve des ersten Hauptfalles entspricht dies Ergebniss unserem früheren Ergebniss: für $\xi = +\infty$, $x' = -bx$ für jedes endliche t (s. oben S. 325; erste Abhandl. S. 300); nur denken wir uns jetzt das unendliche ξ entstanden durch Ueberschreiten des Nullpunktes mit unendlicher Geschwindigkeit nach Fall aus unendlicher Ferne höherer Ordnung (vergl. oben S. 332).

[563] $\xi = 0$ macht $C = \infty$, also $\vartheta = 0$ für jedes endliche η; die Curve des ersten Hauptfalles fällt zusammen mit den Geraden AA' auf der negativen und die Curve des zweiten Hauptfalles mit derselben Geraden auf der positiven Scalenseite, und so geht hier beziehlich der erste Hauptfall in den zweiten, oder der zweite in den ersten über. Dies ist das analytische Abbild dessen was man beobachtet, wenn man für $\varepsilon > n$ dem Magnet im Augenblicke, wo man ihn aus einer stets gleichen Ablenkung fallen lässt, beziehlich einen immer schwächeren oder immer stärkeren Inductionsstoss ertheilt, so dass zuletzt der Nullpunkt nicht mehr überschritten wird, oder eben anfängt überschritten zu werden.

Macht man $\frac{a}{b} = 2$, so wird die Curve eine gemeine Parabel,

$$\eta = C^{\frac{1}{b}} \,.\, \vartheta^2,$$

welche die ϑ-Axe im Nullpunkte berührt, deren Axe der η-Axe parallel, und deren Parameter

$$2p = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{C^{\frac{1}{b}}}$$

ist. Die Curve des zweiten Hauptfalles auf der negativen Seite ist die

Fortsetzung der Curve des ersten Hauptfalles auf der positiven Seite und umgekehrt; man hat zwei Parabeln, die einander im Nullpunkte berühren.

Da die Tangente am Scheitel der Parabel senkrecht steht auf der Parabelaxe, welche mit der Tangente am negativen Maximum der auf die x-Axe bezogenen Parabel den Winkel α, mit der Tangente am ξ-Punkt den Winkel $90^0 - \alpha$ bildet, so fällt der Scheitel weder mit dem einen, noch mit dem anderen dieser beiden Punkte zusammen, sondern liegt zwischen ihnen, um so näher dem Maximum, je grösser, um so näher dem ξ-Punkte, je kleiner α.

Macht man nun noch $\alpha = 45^0$, also $a = 1$, $b = {}^1/_2$, so folgt aus den Eigenschaften der Parabel, dass der Scheitel in der Mitte zwischen den beiden Punkten liegt. Die den ξ-Punkt und das Maximum verbindende Gerade geht durch den Brennpunkt F, ihre Länge τt, ist der Parameter

[564]
$$2p = \frac{1}{2\sqrt{2}} = 0{,}35355.$$

Das Maximum x', ist $= - {}^1/_4$; die Axe der Parabel schneidet die x-Axe bei $x_, = {}^3/_4$; x'_0 ist $= 2$ u. s. w. Diese Verhältnisse liegen Fig. 6, und wie schon bemerkt, auch Fig. 4 und 5 zu Grunde (vgl. oben S. 331. 338).

Die übrigen Curven des zweiten Hauptfalles sind jetzt noch genauer zu betrachten. Für eine und dieselbe Vorrichtung, d. h. ein und dasselbe a und b entspricht im zweiten Hauptfalle jedem X eine Schaar von Curven der Ablenkungen und eine Schaar von Curven der Geschwindigkeiten bezogen auf die Zeit. Die einzelnen Curven dieser beiden Schaaren unterscheiden sich durch den Werth von X', welcher zwischen bX und aX schwankt. Da unendlich viele X denkbar sind, giebt es dergestalt unendlichmal unendlich viele Ablenkungs- und Geschwindigkeitscurven des zweiten Hauptfalles bezogen auf die Zeit. Wird aber die Geschwindigkeit auf die Ablenkung bezogen, so hat man nur noch Eine Curvenschaar des zweiten Hauptfalles, welche, mit den sie einschliessenden Grenzcurven, für alle Werthe von X dieselbe bleibt. Denn da die Bewegung des Magnetes durch bestimmte Geschwindigkeit bei bestimmter Ablenkung eindeutig bestimmt ist, kann durch einen zwischen den Geraden AA', BB' gelegenen Punkt, als Gipfel einer Geschwindigkeitsordinate, auch nur Eine Curve gehen. Je grösser $\mathfrak{A}$ und je kleiner folglich $\mathfrak{B}$ (s. oben S. 336), um so näher der Geraden BB', je grösser $\mathfrak{B}$ und je kleiner $\mathfrak{A}$, um so näher der Geraden AA' verläuft die Curve; für $\mathfrak{A} = 2rX$, $\mathfrak{B} = 0$ fällt sie mit BB', für $\mathfrak{B} = 2rX$, $\mathfrak{A} = 0$ mit AA' zusammen. Die zu einem bestimmten X gehörigen Ordinaten

— bX, — X', — aX aber sind jedesmal die nämlichen, die in Fig. 5 bei gleichem Maassstabe zu demselben X und zur Zeit T gehören würden (27).

Für $t = \tau$ z. B. schwankt in Fig. 5 die Ordinate sämmtlicher Geschwindigkeitscurven zwischen $x' = -\frac{\xi}{2}$ und $x' = -\xi$, während sämmtliche Ablenkungscurven sich im Gipfel der Ordinate $+\xi$ schneiden (vergl. oben S. 339). Demgemäss sind in Fig. 6 die Ordinaten $-a\xi$ und $-b\xi$ der Geraden AA', BB', beziehlich $= 1$ und $= 1/2$. Dagegen schneiden sich in Fig. 5 sämmtliche Geschwindigkeitscurven bei t_1 im Gipfel der Ordinate $-\frac{\xi}{4}$, während [565] die Ordinate der Ablenkungscurven zwischen $x = +\frac{\xi}{4}$ und $x = +\frac{\xi}{2}$ schwankt (vergl. oben S. 339). In Fig. 6 stellt sich dies so dar, dass die der x-Axe parallele Gerade $x' = 1/4$ die Gerade AA' bei $x = +\frac{\xi}{4}$, die BB' bei $x = +\frac{\xi}{2}$ schneidet. In Fig. 5 würde mit wachsendem ξ die Steilheit der Curven wachsen (s. oben S. 338); in Fig. 6 bleiben die Curven für jedes ξ die nämlichen, und nur die bezeichneten Schneidepunkte rücken mit wachsendem ξ weiter vom Nullpunkte fort.

Man vergegenwärtige sich nun die Schaar der durch ξ unterschiedenen Curven des ersten Hauptfalles. Mit einer jeden von diesen wird eine der durch $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ unterschiedenen Curven des zweiten Hauptfalles in der obigen Art gemeinsam construirbar sein; und eine einfache Construction dient, die so zusammengehörigen Curven beider Hauptfälle zu bestimmen. Diese Construction ist in Fig. 7 in kleinerem Maassstabe besonders vorgeführt, da sie für ein so grosses ξ, wie es aus anderen Gründen in Fig. 6 nöthig war, zu weite Ausdehnung dieser Figur bedingt hätte, wie denn aus demselben Grunde in Fig. 5 die Darstellung der zu $\mathfrak{X}$ gehörigen Curven unterblieben ist.

Aus (36) folgt, dass, wenn $\mathfrak{A}'$, $\mathfrak{B}'$ das $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ bedeuten, für welches $X = \mathfrak{X}$, $X' = \mathfrak{X}'$, man stets haben müsse

$$\mathfrak{A}' : \mathfrak{B}' :: a : b.$$

Man ziehe irgendwo eine der x'-Axe parallele Gerade $\mathfrak{X}A'$, und theile die Strecke $-(a-b)\,\mathfrak{X} = B'A'$ im Verhältniss von $a : b$ so ein, dass das a entsprechende grössere Stück an A' stosse. Man hat dann

$$B'C' : A'C' :: B'\mathfrak{X} : A'\mathfrak{X};$$

die Punkte $\mathfrak{X}$, B', C', A' liegen harmonisch, und die Geraden $0\mathfrak{X}$, $0B'$, $0C'$, $0A'$ sind harmonische Strahlen. Zieht man von C' nach τ dem

Strahle $0A'$ parallel eine Gerade, so wird diese durch den zugeordneten Strahl $0B'$ in ihre beiden Hälften $+\eta$ und $-\eta$ getheilt. Da $0B'$ die ϑ-Axe ist, so sind C' und τ Curvenpunkte, und der Strahl $0C'$, der zur Gleichung hat (40)

$$x' = -\frac{2ab}{a+b} \cdot x,$$

[566] ist der Ort aller Curvenpunkte des zweiten Hauptfalles, deren η bei gleichem ϑ dem η des ξ-Punktes irgend einer Curve des ersten Hauptfalles gleich und entgegengesetzt ist. $a\mathfrak{X} + \mathfrak{X}' = \mathfrak{A}'$ ist sichtlich $= a\xi$; $b\mathfrak{X} + \mathfrak{X}' = -\mathfrak{B}' = -b\xi$. In Fig. 7 sind abermals $\xi = 1$, $a = 1$, $b = 1/2$ gemacht; demgemäss ist $\mathfrak{X} = 3$, $\mathfrak{X}' = 2$; die Gleichung des Strahles $0C'$ ist

$$x' = -\frac{2}{3}x.$$

Da für alle Curven des zweiten Hauptfalles, ausgenommen für die Grenzcurve $0A'$, am Nullpunkte $x' = -bx$ [(22), (29)], und für alle, ausgenommen für die Grenzcurve $0B'$, im Unendlichen $\frac{x'}{x} = -a$ [(21), (23)], so schneiden sämmtliche Curven den Strahl $0C'$. Schreibt man Gleichung (36)

$$\frac{(ax + x')^a}{(bx + x')^b} = \frac{(\mathfrak{A}')^a}{(-\mathfrak{B}')^b} = \frac{a^a}{(-b)^b} \cdot \xi^{2r},$$

so zeigt sich abermals, dass für $\xi = 0$, $x' = -ax$, und für $\xi = \infty$, $x' = -bx$ wird (vgl. oben S. 346); der Annahme $\xi = 0$ genügen aber ferner $\mathfrak{X}$ und $\mathfrak{X}' = 0$, und der Annahme $\xi = \infty$ genügen $\mathfrak{X}$ und $\mathfrak{X}' = \infty$; für $\xi = 0$ also rückt der Schneidepunkt C' auf der Geraden $0C'$ an den Nullpunkt, für $\xi = \infty$ in die Unendlichkeit.

§. VIII. Die Curve der Geschwindigkeiten bezogen auf die Ablenkungen im Grenzfall $\varepsilon = n$.

Denkt man sich den Winkel $\alpha - \beta$ immer kleiner bis zum Verschwinden, so hört im Augenblicke, wo die Geraden AA', BB' zusammenfallen, der zweite Hauptfall zu bestehen auf, und von den vier Curvenzweigen der Fig. 6 bleiben nur die beiden übrig, welche den ersten Hauptfall vorstellten. Auch die Transformation, bei der jene Geraden als Axen eines schiefen Coordinatensystemes benutzt werden, wird unmöglich. Man kann aber mit ausreichendem Erfolge diese Transformation durch mehrere andere, z. B. durch die in Fig. 8 sichtbare, ersetzen. Hier ist $0\, t_{,,}\, t_{,}\, \tau\, t_0$ wieder die Curve $x' = \phi(x)$ für ein positives, $0\, \tau'\, t'_0$ die für ein negatives ξ.

[567] Die gegenwärtige Construction entsteht aus der vorigen, wenn man sich unter der ϑ-Axe jetzt die Gerade denkt, welche mit der x-Axe den zu ε als Tangente gehörigen Winkel ω einschliesst, während man in Gedanken die η-Axe so weit von der ϑ-Axe fortdreht, dass sie mit der x'-Axe zusammenfällt. Die Richtungen, in denen die η und ϑ wachsen, bleiben dieselben.

Ganz wie für ein endliches r die Ausdrücke (9) den Abstand der Curvenpunkte von den Geraden AA', BB' in der Richtung der x'-Axe maassen, misst nun $\varepsilon x + x'$ deren in derselben Richtung, also auch in der Richtung der η-Axe, genommenen Abstand, z. B. des Curvenpunktes $\mathfrak{x}$ von der Geraden $x' = -\varepsilon x$. Man hat also

$$\eta = \varepsilon x + x',$$

positiv auf der oberen, negativ auf der unteren Seite der ϑ-Axe. Man hat ferner

$$\varepsilon x = \vartheta \sin \omega.$$

Eliminirt man die Zeit zwischen den Gleichungen (33) und (34), so erhält man die mit dem Ausdruck auf S. 299 der ersten Abhandlung identische Gleichung

$$\varepsilon x + x' = \varepsilon \mathfrak{x} e^{1 - \frac{\varepsilon x}{\varepsilon x + x'}}, \tag{44}$$

die hier die Stelle von (35) vertritt. Indem man in (44) für $\varepsilon x + x'$, εx die obigen Werthe setzt, kommt

$$\eta = \varepsilon \mathfrak{x} e^{1 - \frac{\vartheta}{\eta} \sin \omega} \tag{45}$$

oder

$$\vartheta = \frac{\eta}{\sin \omega} \log \left(\frac{e \varepsilon \mathfrak{x}}{\eta}\right), \tag{46}$$

woraus sich das Nöthige ergiebt. Macht man $\mathfrak{x}$ negativ, so werden η und ϑ negativ; die Gleichung stellt also beliebig den einen und den anderen der beiden Curvenzweige vor, welche physikalisch nur getrennt Bedeutung haben. Wir verfolgen von diesen Zweigen den oberhalb der ϑ-Axe gelegenen. Bei der Discussion ist es diesmal bequemer, die η-Axe als Abscissen-, die ϑ-Axe als Ordinatenaxe anzusehen.

[568] Es ist

$$\frac{d\vartheta}{d\eta} = \frac{1}{\sin \omega} \log \left(\frac{\varepsilon \mathfrak{x}}{\eta}\right),$$

$$\frac{d^2\vartheta}{d\eta^2} = -\frac{1}{\eta \sin \omega}.$$

Am Nullpunkte fällt die Curve zusammen mit der ϑ-Axe, entsprechend dem obigen Ergebniss: für $t = +\infty$, $x' = -\varepsilon x$. Die Curve steigt dann, concav gegen die η-Axe, bis zu einem Maximum am $\mathfrak{x}$-Punkte bei

τ abwärts, wo $\eta = \varepsilon\xi$; da hier $\frac{d\vartheta}{d\eta} = 0$ ist, schneidet die Curve die x-Axe senkrecht (vergl. erste Abhandlung S. 297). Von hier ab steigt sie ohne Wendepunkt in's Unendliche an. Bei $\eta = e\varepsilon\xi$ schneidet sie die η-Axe; fortan ist ihre Ordinate negativ, und sie selber convex gegen die Abscissenaxe; zuletzt für $\eta = \infty$ nimmt sie wieder die Richtung der ϑ-Axe an, entsprechend dem obigen Ergebniss: für $t = -\infty$, $\frac{x'}{x} = -\varepsilon$.

Es ist gleichgültig, ob man in (45) oder (46) η und ϑ mit einer Constanten k, oder ob man ξ mit $\frac{1}{k}$ multiplicirt: Veränderung von ξ erzeugt also eine Schaar ähnlicher Curven.

Für $\xi = 0$ schmiegt sich die Curve dem negativen, für $\xi = \infty$ dem positiven Schenkel der ϑ-Axe an, und im letzteren Fall ist es als sei der Magnet aus unendlicher Ferne höherer Ordnung gefallen und habe den Nullpunkt mit unendlicher Geschwindigkeit überschritten.

Macht man ξ negativ, so verlegt man dadurch den Vorgang auf die andere Scalenseite, auf der Alles Gesagte symmetrisch wiederkehrt.

In der Figur ist $\omega = 45^0$, $\xi = 1$; das Maximum der Curve $x' = \phi(x)$ wird dadurch $= -\frac{1}{e}$, und liegt bei $x = \frac{2}{e}$; die Ordinate des Wendepunktes wird $-\frac{2}{e^2}$, und liegt bei $x = \frac{3}{e^2}$; endlich die Ordinate x'_0 ist $= e$. Die Fig. 24 der ersten Abhandlung entspricht einem Theile dieser Figur, nur dass dort ξ, statt $= 1$, $= 2$ gemacht war.

Zusatz von Hrn. Kronecker zur vorigen Abhandlung.

[569] Lässt man den Magnet aus einer positiven Ablenkung $\mathfrak{x}$ ohne Dämpfung fallen, bis er eine Ablenkung: $\mathfrak{x} \cdot \cos v$ erreicht, und erst an dieser Stelle die Dämpfung eintreten, was sich durch Schliessen eines Gewindes bewerkstelligen liesse, so kann man für die weitere Bewegung des Magnetes die Grössen $\mathfrak{x}$ und v als Constanten einführen. Hiernach erhält man, wenn der Nullpunkt der Zeit an den Eintritt der Dämpfung und

$$\sqrt{b} = \sqrt{a} \cdot \operatorname{tg} u \qquad (0 < u < {}^1/_4\,\pi)$$

gesetzt wird, Ablenkung und Geschwindigkeit durch folgende Gleichungen bestimmt:

$$(ax + x')\,e^{bt} = n\mathfrak{x} \cdot \frac{\cos(u+v)}{\sin u}, \quad (bx + x')\,e^{at} = n\mathfrak{x} \cdot \frac{\sin(u-v)}{\cos u}$$

oder:

$$\frac{x}{\mathfrak{x}} \cos 2u = \cos u \,.\, \cos (u + v) \,.\, e^{-bt} - \sin u \,.\, \sin (u - v)\, e^{-at}$$

$$-\frac{x'}{n\mathfrak{x}} \cos 2u = \sin u \,.\, \cos (u + v) \,.\, e^{-bt} - \cos u \,.\, \sin (u - v)\, e^{-at}.$$

Für $t = 0$ wird:

$$x = \mathfrak{x} \cos v, \qquad x' = -n\mathfrak{x} \sin v$$

$$\frac{ax + x'}{bx + x'} = \frac{\cos u \cos (u + v)}{\sin u \sin (u - v)}, \quad \frac{ax' + x''}{bx' + x''} = \frac{\sin u \cos (u + v)}{\cos u \sin (u - v)}.$$

Der Ausdruck $\frac{\cos (u + v)}{\sin (u - v)}$ durchläuft, wenn v von 0 bis u geht, alle Werthe von $\cot u$ bis $+\infty$, hierauf (während v von u bis π wächst) stetig zunehmend alle Werthe von $-\infty$ bis $\cot u$. Liegt v zwischen 0 und u oder zwischen $\frac{\pi}{2} - u$ und π, so findet der erste Hauptfall statt, der zweite aber, sobald v zwischen u und $\frac{\pi}{2} - u$ liegt.

So lange $v \leqq \frac{\pi}{2} - u$ ist, d. h. so lange die Dämpfung bei einer Ablenkung eintritt, welche nicht kleiner als $\mathfrak{x} \,.\, \sin u$ oder $\mathfrak{x}\sqrt{\frac{b}{a + b}}$ ist, überschreitet der Magnet nicht seine Ruhelage $x = 0$, sondern nähert sich derselben asymptotisch von der positiven Seite [570] her. Wenn aber v zwischen $\frac{\pi}{2} - u$ und $\frac{\pi}{2}$ liegt und demgemäss die Ablenkung bei Eintritt der Dämpfung positiv und kleiner als $\mathfrak{x} \,.\, \sin u$ ist, so überschreitet der Magnet die Ruhelage, kehrt bei der negativen Ablenkung:

$$\text{(A)} \qquad -\mathfrak{x} \,.\, \left(\frac{-\cos (u + v)}{\cos u}\right)^{\frac{a}{2r}} \left(\frac{\sin u}{\sin (v - u)}\right)^{\frac{b}{2r}}$$

um und nähert sich alsdann von der negativen Seite her wiederum der Ruhelage. Wenn endlich v zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π liegt, die Dämpfung also erst bei einer negativen Ablenkung beginnt, so bewegt sich der Magnet im Sinne wachsender negativer Ablenkungen weiter bis zu dem durch den Ausdruck (A) gegebenen Maximum, kehrt alsdann um und erreicht schliesslich von der negativen Seite her seine Ruhelage. Der Werth $x = 0$ wird also für positive endliche Werthe von t nur erreicht, wenn $\frac{\pi}{2} - u < v < \frac{\pi}{2}$ ist, der Werth $x' = 0$, wenn $\frac{\pi}{2} - u < v < \pi$ ist.

XIV.

Ueber aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete.

Dritte Abhandlung.

(Gelesen in der Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 17. November 1873.)[1]

§. I. W. Siemens' aperiodische Magnete ohne Astasirung.

Bei Besprechung der experimentellen Bedingungen, unter denen die Bewegung gedämpfter Magnete aperiodisch wird, sagte ich in der ersten Abhandlung über diesen Gegenstand: „Eine andere Art, unter übrigens „gleichen Umständen $r = 0$ oder reell zu machen, wäre Verkleinerung „des Trägheitsmomentes M. Es liegt in der Natur der Dinge, dass „man, ohne besondere Einrichtungen, diese nicht stetig und nicht am „sonst fertigen Apparate vornehmen kann. Aber je kleiner M, je dünner „z. B. bei sonst gleicher Gestalt ein Magnetspiegel ist, bei um so ge„ringerer Astasie wird seine Bewegung aperiodisch."[2] Seitdem dachte ich oft daran, ob es nicht gelingen würde, durch Verkleinerung des Trägheitsmomentes allein, ohne Astasirung des Magnetes, dessen Bewegung aperiodisch zu machen. Ich ging damit um, Magnete aus dünnstem Stahlblech in silbernen Dämpfern aufzuhängen, wobei nur die Schwierigkeit war, dass solche Spiegel im Fernrohr kein Bild geben, während Verbindung auch mit dem leichtesten Glasspiegel das Trägheitsmoment wieder zu sehr vergrössert.[3]

Inzwischen ist diese Aufgabe durch meinen Freund Hrn. Dr. W. Siemens in einer Weise gelöst worden, die um so sinnreicher erscheint, je fremdartiger beim ersten Anblicke die Lösung sich darstellt. Hr. Siemens hat ohne Astasirung aperiodisch sich bewegende Magnete zu Stande gebracht, welche, obschon auf Verkleinerung des Trägheits-

---

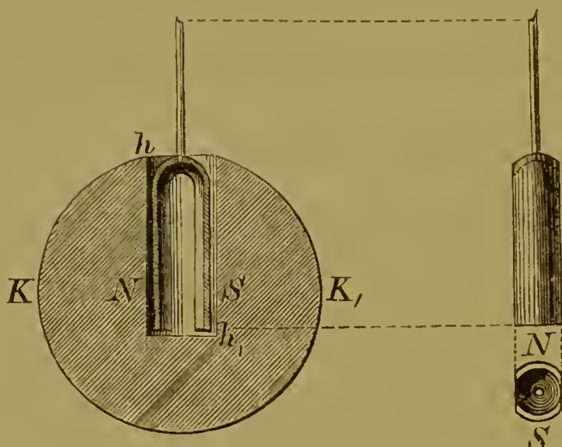
[1] Monatsberichte der Akademie u. s. w. 1873. S. 748.

[2] S. oben S. 309.

[3] Archives des Sciences physiques et naturelles. P. N. t. XLV. 1872. p. 92.

momentes Rücksicht genommen ist, doch kräftig genug sind, um sie ohne Schaden mit einem Glasspiegel verbinden zu können. Er hat die Güte gehabt, mir zu gestatten, diese Construction in seinem Namen der Akademie mitzutheilen. [749]

Fig. 26.



Man sieht sie in Fig. 26 in halber natürlicher Grösse dargestellt. *KK*, ist im Durchschnitt gezeichnet eine Kupferkugel, in der eine cylindrische Höhlung *hh*, ausgebohrt ist, deren Axe mit dem senkrechten Durchmesser der Kugel und der Drehaxe des darin versenkten Magnetes zusammenfällt. Von letzterem macht man sich am besten einen Begriff, wenn man sich denkt, dass durch einen Fingerhut oder eine Glocke aus Stahl zwei einander und der Axe parallele Schnitte in gleichem Abstande von dieser geführt seien. Es bleibt ein Bügel übrig, den die Hauptfigur in einem jenen beiden Schnitten parallel durch die Axe gelegten Durchschnitt, die Nebenfigur in einer senkrecht auf die erste genommenen Ansicht, sowie im Grundriss von unten gesehen, zeigt. Im Mittelpunkte seiner Wölbung trägt der Bügel in der Verlängerung seiner Axe einen Stiel, mittels dessen er in die cylindrische Höhlung des Dämpfers centrisch herabhängt, und an dem oben der Spiegel befestigt ist. Magnetisch gesprochen stellt der Spiegel ein Hufeisen vor, dessen Pole in den Schenkeln *N*, *S* einander gegenüber liegen. Hr. Siemens nennt solche Magnete Glockenmagnete.[1]

[1] In anderem Sinne wohlbemerkt, als Hr. Wiedemann diesen Ausdruck braucht (Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus. 2. Aufl. Bd. II. Braunschweig 1873. S. 483. §. 423). — Nachricht von den Siemens'schen Glocken-

[750] Durch diese Anordnung wird erreicht: 1. wegen der Hufeisenform hohe Intensität der Magnetisirung; 2. verhältnissmässig geringes Trägheitsmoment; 3. grosse Annäherung der Pole an die dämpfende Metallmasse; 4. Unabhängigkeit der Dämpfung von der Ablenkung.

Diese Umstände haben zur Folge, dass nicht allein der Magnet ohne Astasirung aperiodisch sich bewegt, sondern dass sogar ε erheblich $> n$ ist. Um den aus bekannten Gründen vortheilhaften Grenzzustand $\varepsilon = n$ zu erreichen, muss man entweder den HAUY'schen Stab in umgekehrtem Sinn anwenden, oder den Magnet ein Stück aus dem Dämpfer herausheben. Die SIEMENS'sche Anordnung verwirklicht also noch treuer als die meinige die ursprüngliche GAUSS'sche Conception. Ihre Empfindlichkeit, wenn der Glockenmagnet als Galvanometernadel verwendet wird, lässt nichts zu wünschen übrig. Die Stabilität bei Erschütterungen durch vorüberfahrende Wagen u. d. m. ist ausserordentlich gross. Die Beruhigungszeit des Glockenmagnetes ist nicht bloss in Betracht seiner Masse, sondern auch absolut genommen sehr klein, noch kleiner nämlich als die meines leichten Spiegels I,[1] da sie an einem von mir geprüften Exemplare, bei Fall von den Grenzen der freilich einen sehr kleinen Winkel umfassenden Scale, nur etwa 3″ betrug.

§. II. Verschiedenes Verhalten aperiodischer Magnete bei teleskopischer und bei makroskopischer Ablenkung.

Die von GAUSS aufgestellte Differentialgleichung der Bewegung gedämpfter Magnete setzt voraus, dass die den Magnet nach seiner Ruhelage bei p treibende Richtkraft der Ablenkung $x - p$ proportional wachse. Die diesem hypothetischen Gesetze gehorchende Kraft heisse v; setzen wir wie früher $p = 0$, und nennen das Trägheitsmoment M, so haben wir nach der von GAUSS eingeführten Bezeichnungsweise[2]

[751] $$v = Mn^2 . x.$$

In Wirklichkeit aber wächst die Richtkraft nicht der Ablenkung proportional, sondern deren Sinus. Diese wirkliche Richtkraft heisse y; man hat

$$y = Mn^2 . \sin x.$$

magneten findet sich schon in: ZETZSCHE, Kurze Mittheilungen über die in Wien 1873 von SIEMENS und HALSKE ausgestellten neuen Telegraphen-Apparate. In SCHLÖMILCH'S, KAHL'S und CANTOR'S Zeitschrift für Mathematik und Physik. 1873. S. 427.

[1] S. oben S. 309.

[2] Hier und S. 359 ist ein Versehen des Originals berichtigt.

An Stelle der durch diese Gleichung vorgestellten Sinuscurve setzt also die Theorie eine Gerade, nämlich die an die Sinuscurve im Nullpunkte gelegte Tangente, denn diese hat zur Gleichung

$$v = M n^2 . x.$$

Da die Sinuscurve concav gegen die Abscissenaxe ist, erhebt sich die Gerade vom Nullpunkt aus über sie fort; für $x = 90^0$ beträgt der Unterschied der Ordinaten beider Curven $Mn^2.\left(\frac{\pi}{2} - 1\right)$; für $x = 180^0$, $Mn^2 . \pi$. S. die Curve $0y$ und die Gerade $0v$ in Fig. 27, in welcher $Mn^2 = {}^2/_3$ gesetzt ist.

Im Folgenden soll vom verschiedenen Verhalten solcher Ablenkungen die Rede sein, für welche die Voraussetzungen der Differentialgleichung annähernd erfüllt sind, und solcher, auf welche diese Voraussetzungen nicht mehr passen. Da erstere im Bereiche der Scale bleiben und mit dem Fernrohr abgelesen werden, letztere darüber hinausgehen und mit unbewaffnetem Auge wahrnehmbar sind, nenne ich jene teleskopische, diese makroskopische Ablenkungen.

Nach Obigem ist klar, dass, wenn der Magnet aus makroskopischer Ablenkung fällt, an jedem Punkte seiner Bahn, bis in die Nähe des Nullpunktes, eine merklich kleinere Kraft auf ihn wirkt, als die Theorie annimmt, und dass folglich seine Geschwindigkeit eine kleinere sein wird, als die Theorie verlangt. Die Dämpfung ändert hieran nichts, da sie die Geschwindigkeit nur verkleinert.

Unter den Voraussetzungen der Differentialgleichung, und für $\varepsilon = n$, würde, wie ich gezeigt habe, der Magnet auch mit der Geschwindigkeit, mit der er aus dem Unendlichen fiele, den Nullpunkt nicht überschreiten. Ist $\varepsilon > n$, so muss, damit der Nullpunkt überschritten werde, die Geschwindigkeit des Magnetes jene Geschwindigkeit bei der Ablenkung ξ sogar noch um $2r\xi$ übertreffen. Um wie viel weniger wird in beiden Fällen zum Ueberschreiten des Nullpunktes die ungleich kleinere Geschwindigkeit [752] genügen, die der Magnet in Wirklichkeit erlangt, wenn er aus möglichst grosser Ablenkung, von 180^0, fällt. Wie gross auch hier der Abstand zwischen theoretischer Voraussetzung und Wirklichkeit sei, diese Folgerung aus der Differentialgleichung, sollte man meinen, muss, weil gleichsam *a fortiori* bewiesen, in Wirklichkeit dennoch zutreffen.

Stellt man aber den Versuch mit Magnetspiegel und Dämpfer der Wiedemann'schen Bussole an, indem man der Bequemlichkeit halber den Spiegel sogar nur aus der Ablenkung von noch nicht ganz 90^0 fallen lässt, in der ein kräftiger Strom ihn hält, so ist wenigstens bei $\varepsilon = n$, oder nur mässig $> n$, der Erfolg nicht der erwartete, sondern

der Nullpunkt wird mehr oder minder, bei $\varepsilon = n$ an meinen Vorrichtungen um etwa 60 [sc], überschritten. Der Grund liegt auf der Hand. Zwischen den Voraussetzungen der Differentialgleichung und der Wirklichkeit findet hier noch ein Unterschied statt. Die Differentialgleichung setzt voraus, dass ε constant sei. Wegen der Form unseres Dämpfers ist jedoch in Wirklichkeit ε eine periodische Function von x, die für $x = 0$, $x = \pi, \ldots$ Maxima, für $x = \frac{\pi}{2}$, $x = \frac{3\pi}{2}, \ldots$ sehr tief liegende Maxima hat. Der Magnet kommt also in der Gegend, wo die Voraussetzungen der Differentialgleichung merklich erfüllt sind, mit einer Geschwindigkeit an, welche die oben angegebene Grenze übersteigt. Um bei Fall des Magnetes aus so hoher Ablenkung ihn dem Nullpunkt asymptotisch sich nähern zu sehen, muss man daher durch Annähern des HAUY'schen Stabes n^2 verkleinern. Nicht bloss nimmt dadurch die Geschwindigkeit ab, welche der Spiegel in der Strecke seiner Bahn erhält, wo die Dämpfung gering ist, sondern es wächst auch die Grösse $2r\xi$, um welche die Geschwindigkeit des Spiegels die durch Fall aus dem Unendlichen erreichbare Geschwindigkeit bei ξ übertreffen muss, damit der Nullpunkt überschritten werde.

Soweit war, im Wesentlichen, die Untersuchung früher schon gediehen.[1] Da es aber hier nicht mehr um teleskopische Ablenkungen sich handelt, so ist weder mehr Möglichkeit, noch Nothwendigkeit da, den Ausschlag selber mit Spiegel, Fernrohr und Scale zu beobachten. Vielmehr ist die Beobachtung in der Nähe, [753] am Magnete selber, mit unbewaffnetem Auge vorzunehmen, mit einem Wort, aus einer teleskopischen in eine makroskopische zu verwandeln. Dies hatte ich damals versäumt. Seitdem habe ich darin ein für Demonstration des aperiodischen Zustandes recht vortheilhaftes Verfahren erkannt, welches überdies zu einer lehrreichen Wahrnehmung führt.

Es zeigte sich, dass zwar erwähntermaassen durch Annäherung des HAUY'schen Stabes ein Punkt erreicht wird, wo beim Oeffnen des Stromes der Magnet von 90° asymptotisch dem Nullpunkte sich nähert — beiläufig ein wunderbarer Anblick —; dass aber beim Schliessen des Stromes der Magnet nicht ebenso auf 90° sich einstellt, sondern erst nach ziemlich heftigen Schwingungen zur Ruhe kommt. Bei kleineren makroskopischen Ablenkungen wird die neue Ruhelage nur mehr oder minder überschritten. Vollends bei $\varepsilon = n$ findet das Gleiche statt. Dies ist, nur stärker ausgeprägt, sichtlich dieselbe Erscheinung, die ich bei teleskopischer Beobachtung schon früher spurweise wahrnahm. Ich

[1] S. oben S. 307. 308.

fand, dass, wenn $\varepsilon = n$ und die teleskopische Ablenkung gross ist, der Magnet sie um 2—3 sc überschreitet, obschon er von ihr herabfallend asymptotisch dem Nullpunkte sich nähert. Ich brachte dies in Verbindung mit dem Ueberschreiten des Nullpunktes bei Fall aus makroskopischer Ablenkung und leitete beides von der Form des Dämpfers her. Doch erwähnte ich nebenher die Möglichkeit, dass das Ueberschreiten grösserer teleskopischer Ablenkungen auf nicht zu beseitigender Unbeständigkeit auch der besten Ketten beruhe.[1] Auf unsere gegenwärtige, makroskopische Beobachtung würde diese Erklärung nicht mehr passen, aber auch die Form des Dämpfers ist nicht der wesentliche Grund der scheinbaren Abweichung, wie sich jetzt leicht ergiebt.

Hrn. Siemens' Glockenmagnet in seiner cylindrischen Höhlung[2] bietet nämlich Gelegenheit, diese Frage zu entscheiden. Hier ist die Dämpfung von der Ablenkung unabhängig.

[754] Wenn also das Ueberschreiten des Nullpunktes bei Fall von 90^0 an der Wiedemann'schen Bussole, und für $\varepsilon = n$, von Abnahme der Dämpfung mit wachsender Ablenkung herrührt, so muss es an der Siemens'schen Anordnung nicht eintreten. Wirklich geschieht es in so geringem Maasse, dass man es füglich auf die Schwierigkeit zurückführen kann, durch Fallversuche aus teleskopischen Ablenkungen ε genau $= n$ zu machen.

Wenn zweitens das an der Wiedemann'schen Bussole für $\varepsilon = n$ bemerkbare Ueberschreiten grosser teleskopischer Ablenkungen auf demselben Grunde beruht, so muss auch dies an der Siemens'schen Anordnung fortfallen. Zu meiner Ueberraschung fuhr aber trotz der beständigen Dämpfung diese Abweichung fort sich kundzugeben, und jetzt scheint dafür nur die andere von mir gegebene Erklärung übrig zu bleiben, dass sie von Unbeständigkeit der Kette herrühre. Diese Erklärung erweist sich indess bei näherer Ueberlegung als unhaltbar. Die grossen teleskopischen Ablenkungen, bei denen das Ueberschreiten stattfand, waren durch einen vom Compensator abgeleiteten Stromzweig erzeugt.[3] Das Schliessen des Bussolkreises kann keine merkliche Verstärkung des Hauptstromes und demgemäss der Polarisation im Hauptkreise bewirken. An Erwärmung des Bussolkreises ist schwerlich zu

---

[1] S. oben S. 313.

[2] Es wird natürlich nur von sehr geringem Einfluss sein, ob die cylindrische Höhlung in einer Kugel oder in einer sonstwie gestalteten Kupfermasse ausgebohrt ist, wofern nur diese nach allen Richtungen um einen gewissen Betrag ausgedehnt ist.

[3] S. oben S. 307.

denken. Es muss für das Ueberschreiten eine andere Ursache geben, und man könnte geneigt sein, sie in Vergrösserung von n^2 in Folge temporärer Magnetisirung durch den Strom zu suchen, nur dass es wieder kaum glaublich ist, dass diese schon bei teleskopischen Ablenkungen von Einfluss werde. Hrn. Poggendorff's doppelsinnige Ablenkung[1] zeigt wohl, dass schon nahe dem Nullpunkte temporäre Magnetisirung stattfindet, allein durch Ströme, welche die Nadel senkrecht auf die Windungen stellen. In der That ergiebt sich für das Ueberschreiten noch ein anderer Grund.

Wenn nun nämlich drittens die starken Schwingungen, die an der Wiedemann'schen Bussole sogar für $\varepsilon > n$ der auf 90^0 abgelenkte Spiegel zeigt, dadurch entstehen, dass an dieser Bussole bei 90^0 die Dämpfung vergleichsweise sehr gering ist, so müs- [755] sen bei der Siemens'schen Anordnung die Schwingungen auf dem 90^0-Punkt ausbleiben, um so mehr, als zur Dämpfung durch den Dämpfer jetzt noch die durch das Multiplicator-Gewinde tritt. Allein auch hierin sah ich mich getäuscht. Jene Schwingungen bestehen trotz der beständig bleibenden, ja wachsenden Dämpfung fort. Auch sie haben also, wenigstens in der Hauptsache, mit der Abnahme der Dämpfung an der Wiedemann'schen Bussole nichts zu schaffen. Vielmehr beruhen sie, zugleich mit dem Ueberschreiten grosser teleskopischer Ablenkungen, auf folgendem naheliegenden, bisher von mir übersehenen Umstande.

In Fig. 27 stellen die Ordinaten der Curven $\left(\frac{\pi}{2}\right)I$, $\left(\frac{\pi}{2}\right)I_1$, $\left(\frac{\pi}{2}\right)I_2$, $\left(\frac{\pi}{2}\right)I_\infty$ für verschiedene Stromstärken I, I_1, ... die ablenkende Kraft z, z_1, ... des Stromes an jedem Punkte des zur Abscissenaxe entwickelten Quadranten vor. Gemäss unseren früheren Bezeichnungen[2] hat man

$$z = Mk \,.\cos x,\quad z_1 = Mk_1 \,.\cos x,\ \ldots$$

Die Ordinaten der Cosinuscurven und die der Sinuscurve $y = Mn^2 . \sin x$ [756] (s. oben S. 355), obschon auf derselben Seite der Abscissenaxe aufgetragen, sind entgegengesetzten Zeichens, wie selbstverständlich auch jenseit des Nullpunktes die Ordinaten der Sinuscurve, jenseit des 90^0-Punktes die der Cosinuscurven das Zeichen wechseln. Der Schneidepunkt einer Cosinuscurve mit der Sinuscurve entspricht der jedesmaligen Ruhelage des abgelenkten Magnetes ξ, ξ_1, ξ_2 in der Figur.

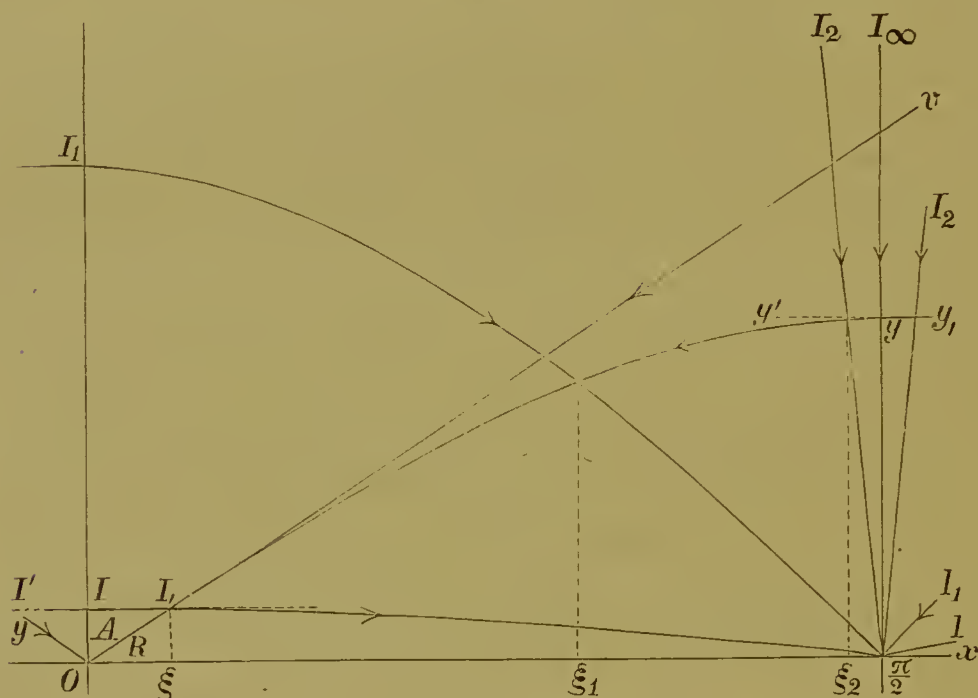
Für sehr kleine Stromstärken liegt der Schneidepunkt dem Nullpunkte sehr nahe. In der Nähe des Nullpunktes aber fällt die Sinus-

[1] Poggendorff's Annalen u. s. w. 1838. Bd. XLV. S. 353.

[2] S. oben S. 303.

curve merklich zusammen mit ihrer Tangente am Nullpunkte $0v$ (s. oben S. 355), die Cosinuscurve mit der der Abscissenaxe parallelen Tangente an ihrem Maximum im Nullpunkte $I'\,I\,I_1$ (s. die Figur). Das Dreieck $0\,I_1\,\xi$ stellt somit den Inbegriff der von ξ bis 0 bei offener Kette auf den Magnet wirkenden Richtkräfte vor. Wir wollen dies Dreieck R nennen. Zieht man R vom Rechtecke $0\,I\,I_1\,\xi$ ab, so bleibt ein mit R congruentes Dreieck $0\,I\,I_1$ übrig, welches den Inbegriff der von 0 nach ξ bei geschlossener Kette auf den Magnet wirkenden ablenkenden Kräfte vorstellt. Dies Dreieck heisse A. Wegen der Congruenz der Dreiecke R und A fällt unter diesen Umständen bei Schliessung der Kette der

Fig. 27.



Magnet vom Nullpunkte dem Punkte ξ nach demselben Gesetze zu, nach welchem er bei deren Oeffnung vom Punkte ξ dem Nullpunkte zu fällt. In beiden Fällen ist bei gleicher Entfernung vom Ausgangspunkte die Geschwindigkeit dieselbe, nur der Sinn der Bewegung ist umgekehrt, und für $\varepsilon = n$ findet daher ebensowenig Ueberschreiten der neuen Ruhelage wie des Nullpunktes statt. Unsere Construction lehrt so dasselbe wie Gleichung XXXVII der ersten Abhandlung.

Ertheilen wir, im Gegensatze zum Vorigen, dem Strome solche Stärke, dass er den Magnet dem 90°-Punkte nahe in der Ablenkung ξ_2 hält. An Stelle des Dreieckes R tritt der Flächenraum $0\,y'\,\xi_2$, an Stelle des Dreieckes A der Flächenraum $0\,I_2\,y'$, der in der Figur nicht Platz hat. Jener heisse F_R, dieser F_A. Es springt in die Augen, dass F_A

F_R um eine ungeheure Grösse übertrifft, welche für den 90°-Punkt selber unendlich wird. In gleicher Entfernung vom Ausgangspunkte wirkt also bei Ablenkung des Magnetes stets eine grössere Kraft auf ihn, als bei seinem Falle dem Nullpunkte zu. Unter dem Einflusse der durch F_A dargestellten ablenkenden Kräfte wird daher der Magnet eine grös- [757] sere Geschwindigkeit erlangen, als die, welche ihm die durch F_R vorgestellten Richtkräfte ertheilen. Er wird nicht allein die neue Ruhelage überschreiten, sondern, wie leicht sich zeigen lässt, auch um diese Lage schwingen.

In der Nähe des 90°-Punktes kann man nämlich die Sinuscurve ebenso durch die der Abscissenaxe parallele Tangente $y' y y_{\prime}$ an ihrem Maximum ersetzen, wie in der Nähe des Nullpunktes die Cosinuscurve. Die Cosinuscurve dagegen fällt nahe dem 90°-Punkt in langer Strecke mit ihrer Tangente an jenem Punkte merklich zusammen. Es gilt daher hier für den unter dem vereinten Einflusse der Erdkraft, des Stromes und der Dämpfung sich bewegenden Magnet dieselbe Differentialgleichung, wie die auf S. 303 der ersten Abhandlung für den auf dem Nullpunkt unter denselben Einflüssen sich bewegenden Magnet aufgestellte, nur dass jetzt x den Abstand vom 90°-Punkte bedeutet, und dass k und n^2 die Plätze vertauscht haben, folglich $\varepsilon \geqq \sqrt{k}$ Bedingung des aperiodischen Zustandes ist. Dieser Zustand kann aber hier nie erreicht werden. Annähern des Haüy'schen Stabes vermindert die, n^2 proportionale Steilheit der Sinuscurve: $0y$ sei die Curve, für die $\varepsilon = n$, oder ihre Steilheit die, für die eben Schwingungslosigkeit beginnt. Man braucht nur diese Steilheit mit der, k proportionalen Steilheit der Cosinuscurve $\left(\frac{\pi}{2}\right) I_2$ zu vergleichen, um zu sehen, dass der Natur der Dinge nach unter diesen Umständen $\sqrt{k}$ stets viel grösser als n, folglich als ε ist, und also der Magnet um die neue dem 90°-Punkte nahe Ruhelage schwingen muss. Weiteres Annähern des Haüy'schen Stabes vermag über diese Schwingungen nichts. Denn der Magnet vollzieht sie nicht mehr unter dem Einflusse der auf beiden Seiten der Ruhelage in gleichem Sinne wirkenden Erdkraft, sondern unter dem Einflusse der ihn von beiden Seiten nach dem 90°-Punkt hin treibenden Stromkraft.

Uebrigens versteht es sich von selbst, dass, wenn auch die Schwingungen auf dem 90°-Punkte der Wiedemann'schen Bussole nicht allein den zuerst von mir gemuthmaassten Ursprung haben, sie doch dadurch begünstigt werden, dass ε dort ein Minimum hat, daher sie auch, soweit ein Vergleich möglich ist, an der Wiedemann'schen Bussole stärker erscheinen, als bei der Siemens'schen Anordnung.

Lassen wir die Stromstärke abnehmen, so sinkt zwar der Unterschied

$F_A - F_R$, in aller Strenge Null wird er aber erst für die [758] Stromstärke Null, wo die Flächenräume F_A, F_R beziehlich in die congruenten Dreiecke A, R übergehen. Jener Unterschied besteht also, wenn auch in abnehmender Grösse, noch für kleinere makroskopische und grössere teleskopische Ablenkungen. Um zu begreifen, dass für $\varepsilon = n$ auch im letzteren Falle daraus noch Ueberschreiten der neuen Gleichgewichtslage hervorgehe, muss man Folgendes erwägen.

In der ersten Abhandlung zeigt Fig. 24 auf S. 298 die Curven, die, für $\varepsilon = n$, die Geschwindigkeit x' vorstellen, mit welcher der Magnet von verschiedenem ξ fallend dem Nullpunkte sich nähert. Diese Curven sind einander ähnlich; am Nullpunkte verschmilzt ihre Schaar mit der Geraden $x' = - \varepsilon x$, welche die Geschwindigkeit bei Fall aus dem Unendlichen vorstellt.

Erhält bei irgend einem ξ der Magnet eine grössere Geschwindigkeit, als die, mit welcher er dort aus dem Unendlichen anlangen würde, also absolut $> \varepsilon \xi$, so überschreitet er den Nullpunkt (s. oben S. 355). Fällt der Magnet von ξ aus, so muss ihm also, damit er den Nullpunkt überschreite, gleich anfangs bei ξ durch einen Stoss eine Geschwindigkeit $> \varepsilon \xi$ ertheilt werden. Ist aber der fallende Magnet dem Nullpunkte schon sehr nahe, so reicht die kleinste Beschleunigung aus, um ihn ein wenig über den Nullpunkt fortzutreiben: weil er nämlich, er komme aus Ferne oder Nähe, hier stets schon die Grenzgeschwindigkeit $x' = - \varepsilon \xi$ hat.

Bei kleinen teleskopischen Ablenkungen, und für $\varepsilon = n$, ist die Curve der Geschwindigkeit, mit welcher der Magnet seiner neuen Ruhelage zueilt, das seitliche Spiegelbild der Curve der Geschwindigkeit, mit welcher er von ξ fallend dem Nullpunkte sich nähert. Der Magnet nähert sich also der neuen Ruhelage, als käme er aus dem Unendlichen, und die kleinste in ihrer Nähe ihm ertheilte Beschleunigung würde ihn über jene Lage hinaustreiben.

Bei grösseren teleskopischen Ablenkungen kommt nun in diesem Sinne in Betracht, dass, wie wir sahen, die ablenkende Kraft Ordinate um Ordinate bereits etwas grösser ist als die Richtkraft. Letztere ist so abgemessen, dass eben der Nullpunkt nicht mehr überschritten wird, also der Magnet ihn erreicht, als käme er aus dem Unendlichen. Ebenso würde er die neue Ruhelage erreichen, wenn die Flächenräume F_A und F_R genaue Spiegelbilder wären. Der Ueberschuss der Ordinaten der ablenkenden Kraft über die der [759] Richtkraft wirkt aber als Beschleunigung, welche den Magnet etwas über die neue Ruhelage hinausführt.

Für $\varepsilon > n$, und für kleinere makroskopische Ablenkungen lassen nach dem Gesagten die beschriebenen Erscheinungen sich leicht ableiten.

§. III. Von der besten Art, den Hauy'schen Stab anzubringen.

Die Art, den Hauy'schen Stab anzubringen, wurde ausführlich noch nie erörtert. Hr. Meissner und Hr. Meyerstein brachten an ihrem Elektro-Galvanometer nach Hrn. Wilh. Weber's Vorgange den Stab mit seinem Mittelpunkte senkrecht über dem des schwingenden Magnetes an. Sie zerlegten ihn überdies in einen stärkeren, unverrückt in grösserer Ferne bleibenden, und einen schwächeren verschiebbaren Stab. Diese Einrichtung bezweckte, die sehr feine Verstellbarkeit im Azimuth unnöthig zu machen, deren der stärkere Stab bedarf, wenn nur er da ist.[1] Ich habe bei früherer Gelegenheit diesen Kunstgriff gelobt,[2] glaube aber jetzt, dass derselbe Zweck besser erreicht wird, indem man einen recht kräftigen Stab aus entsprechend grosser Ferne wirken lässt. Dabei bleibt die Proportionalität der Richtkraft mit kleinen Ablenkungen sicher gewahrt. Dass dies bei Meissner's und Meyerstein's Anordnung in gleichem Maasse der Fall sei, wäre erst noch zu beweisen. Sobald aber diese Anordnung nicht unbedingt Nutzen bringt, erscheint sie als nicht zu billigende Verwickelung.

Die Stellung des Stabes senkrecht über dem Magnet hat den Fehler, dass der Stab mit der Aufhängung des Magnetes zusammentrifft, woraus allerlei Schwierigkeiten entspringen. Ich brachte deshalb den Stab senkrecht unter dem Magnet an,[3] indem ich ihn [760] an einer vom Grundbrett der Bussole herabsteigenden Leiste verschiebbar machte. Auch diese Anordnung hat ihre Nachtheile. Das Consol muss durchbohrt sein, um die Leiste durchzulassen, und man kann die Bussole nicht aus der Hand setzen, wo nicht, wie etwa zwischen zwei Tischen, Raum für die abwärts sich erstreckende Leiste ist.

Aber noch eine andere Rücksicht macht sich hier geltend. Ist einmal die Entfernung des Stabes gefunden, für die $n = \varepsilon$ ist, so hat man lange Zeit daran nichts zu ändern. Zwar würde bei genauer Beobachtung die tägliche Variation der Intensität sich in einer Schwankung jenes Abstandes aussprechen, unter den gewöhnlichen Umständen ist indess ihr Einfluss verschwindend. Noch weniger kann Aenderung eines Abstandes des Stabes nöthig werden, für den $n < \varepsilon$. Dagegen an der Stellung des Stabes im Azimuth hat man fortwährend zu ändern, weil wegen der

---

[1] Henle's und Pfeufer's Zeitschrift für rationelle Medicin. 3. R. 1861. Bd. XI. S. 194. — Poggendorff's Annalen u. s. w. 1861. Bd. CXIV. S. 132.

[2] S. oben S. 156.

[3] S. die schematische Figur oben S. 314.

täglichen Schwankung der Declination Nullstrich der Scale und Faden nur zu bestimmter Tageszeit sich decken. Diese Störung wird um so bedeutender, je kleiner n, also je mehr ε n übertrifft. Innerhalb gewisser Grenzen hilft man sich durch Verschieben der Scale,[1] doch kommt, wenigstens bei meinen Vorrichtungen, ein Punkt, wo dies nicht mehr geht, und wo nichts übrig bleibt, als durch Drehung des Stabes im Azimuth mittels der dazu bestimmten Mikrometerschraube den Spiegel wieder senkrecht auf die durch den Nullstrich der Scale gehende optische Axe des Fernrohres zu stellen. Es empfiehlt sich überhaupt, jedesmal bei Beginn der Arbeit diesen Zustand herbeizuführen. Ohne Hülfe ist dies ein sehr mühseliges Geschäft. Man muss zwischen Fernrohr und Bussole vielleicht zehnmal hin- und hergehen, um seinen Zweck doch minder vollkommen zu erreichen, als wenn man vom Fernrohr aus den Stab bewegen könnte.

Ich habe daher die Einrichtung getroffen, dass die Stellung des Stabes im Azimuth vom Sitzplatz am Fernrohr aus durch einen Schnurlauf beherrscht wird, der mittelbar den Kopf der Mikrometerschraube dreht. Es würde nun natürlich nicht angehen, den Zug des Schnurlaufes auf einen langen, mit der Bussole selber verbundenen Hebel wirken zu lassen, wie die den Stab tragende Leiste [761] ihn vorstellt. Man würde die Bussole erschüttern, vielleicht sie von der Stelle rücken.

Ich trennte deshalb die den Stab tragende Leiste von der Bussole, und befestigte sie am Consol. Es fehlt in der That an jedem Grunde dafür, den Stab mit der Bussole zu verbinden. Was aber die Stellung des Stabes zum Magnete betrifft, so zeigt folgende Betrachtung, dass auch hierin die frühere Einrichtung verfehlt war.

Jede für den Hauy'schen Stab passende Lage muss dreierlei leisten: der Stab muss die Richtkraft des Magnetes um den nöthigen Betrag vermindern,[2] dabei aber die mittlere Declination, und, wenigstens bei kleinen Ablenkungen, das Gesetz, wonach die Richtkraft mit der Ablenkung wächst, unverändert lassen. Alle diese Lagen kommen darin überein, dass der Stab im magnetischen Meridiane sich befindet; übrigens zerfallen sie in zwei Systeme, und zwar haben diese die beiden Lagen

---

[1] S. oben S. 156.

[2] Da dieser Betrag einen sehr ansehnlichen Theil, keineswegs ein Differential der Richtkraft vorstellt, lassen sich die von Gauss gegebenen „Vorschriften zur Berechnung der magnetischen Wirkung, welche ein Magnetstab in der Ferne ausübt" (Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins im Jahr 1840. Leipzig 1841. S. 26; — C. F. Gauss Werke u. s. w. Göttingen 1867. 4⁰. Bd. V. S. 427) hier nicht anwenden, wie Hr. Meissner zu glauben scheint (Henle's und Pfeufer's Zeitschrift u. s. w. A. a. O. S. 195).

über und unter dem Magnet, in denen bisher der Stab sich befand, mit einander gemein.

Man denke sich Stab und Magnet im magnetischen Meridian, ihre magnetischen Axen horizontal, ihre Mittelpunkte in passendem Abstand in einer Senkrechten, den Stab über oder unter dem Magnet. Das erste System von Lagen entsteht, indem der Stab, sich parallel, um den Magnet geführt wird, so dass sein Mittelpunkt um den des Magnetes einen auf der Declinationsebene senkrechten Kreis beschreibt. Man sieht leicht, dass das vom Stab auf den Magnet wirkende horizontale Kräftepaar in jedem Punkte des Kreises dasselbe bleibt. Befinden sich Stab und Magnet in der Horizontalebene, so wird der Magnet, durch Abstossung des Stabes, etwas vom Loth abgelenkt; wie er, bei senkrecht über oder unter dem Magnet befindlichem Stabe, gleichsam beziehlich et- [762] was schwerer oder leichter wird. In den Zwischenlagen verbinden sich beide Wirkungen in wechselndem Verhältniss. Die Erfahrung lehrt aber, dass innerhalb der für uns geltenden Grenzen der Genauigkeit überhaupt nichts darauf ankommt.

Es giebt somit für uns keinen Grund, den Stab gerade über oder unter dem Magnet anzubringen, und die daraus erwachsenden Schwierigkeiten lagen in einer zufälligen und willkürlichen Lösung der Aufgabe, nicht in dieser selber. Jede Stellung des Stabes, welche einem Punkte des bezeichneten Kreises entspricht, leistet für unseren Zweck dasselbe. Es ist nicht einmal nöthig, dass die Verschiebung des Mittelpunktes des Stabes im Radius jenes Kreises geschehe. Man kann z. B., ohne irgend einen namhaften Vortheil aufzugeben, die den Stab tragende Leiste auf der Fläche des Consols horizontal so befestigen, dass der Mittelpunkt des Stabes in einer durch den Aufhängefaden gehenden Aequatorialebene liegt. Dies erreicht man, indem man bei noch nicht fest angezogenen Schrauben die Leiste sich parallel verschiebt, bis im Fernrohr Nullstrich und Faden sich decken, wie ohne Stab. Freilich misst nun die Theilung auf der Leiste nicht mehr unmittelbar den Abstand des Stabes vom Magnete, sie dient aber ohnehin mehr dazu, den Stab um bestimmte Grössen verschieben und ihm dieselbe Entfernung wiedergeben zu können.

Anstatt den Mittelpunkt des sich parallelen Stabes einen Kreis in der Aequatorialebene beschreiben zu lassen, kann man auch dem Stab in der Declinationsebene, nördlich oder südlich vom Magnet, darüber oder darunter oder in gleicher Höhe, mit horizontaler oder geneigter Axe jede Stellung geben, bei welcher er auf den Magnet umgekehrt wie die Erde wirkt. So entsteht das zweite, viel mannigfaltigere System für den Stab zulässiger Lagen. Bis das Elektro-Galvanometer mich verleitete, den Mittelpunkt des Stabes in eine Senkrechte mit dem des Magnetes

zu bringen, arbeitete ich mit einem so aufgestellten Stabe, und neuerlich hat Hr. Viktor von Lang bei dem von ihm gebauten „Spiegelgalvanometer mit regulirbarer Dämpfung" diese Anordnung vorgezogen.[1] Einen entscheidenden Grund für Aufstellung des Stabes mit seinem [763] Mittelpunkt in der Declinations- oder der Aequatorialebene giebt es nicht, und man wird sich bei der Wahl zwischen beiden Ebenen durch Rücksichten der Bequemlichkeit leiten lassen, wie die Oertlichkeit sie vorschreibt. Aber auch bei Wahl der Declinationsebene empfiehlt es sich, den Stab von der Bussole getrennt am Consol zu befestigen, natürlich so, dass jetzt der Stab der Leiste parallel liegt.

Die Befestigung des Stabes am Consol hat den Vortheil, dass der Zug des Schnurlaufes unschädlich wird, da er nur noch das Consol trifft. Die Einzelheiten des Mechanismus, durch den vom Sitzplatz aus der Stab im Azimuthe gedreht wird, lassen sich ohne Abbildungen nicht verdeutlichen. Es genüge zu sagen, dass neben dem Beobachter eine Scheibe am Arbeitstisch sich befindet, deren Drehung mit der Hand durch den Schnurlauf auf den Kopf der Mikrometerschraube mittelbar sich überträgt. Die Bewegung wird dabei so verkleinert, dass auch für ε ansehnlich $> n$ Nullstrich und Faden leicht zur Deckung gebracht werden.

§. IV. Sir William Thomson's aperiodische Magnete ohne Dämpfung.

Zu den in der ersten Abhandlung aufgezählten Versuchen, Schwingungslosigkeit der Magnete mechanisch herbeizuführen,[2] ist noch der des Hrn. Neumann in Königsberg zu zählen, welcher an der verlängerten Axe der Bussolnadel eine in Oel schwimmende Korkscheibe befestigte.[3] Unter allen denen aber, die mit solchen Versuchen sich befassten, hat wohl den glücklichsten Griff Sir William Thomson mit seinen neuen aperiodischen Bussolspiegeln gethan.[4] Dies sind äusserst leichte Glasspiegel, an deren Rückseite ein Stück Uhrfeder klebt. Sie hängen an einem ganz kurzen Faden in einer äusserst engen flachcylindrischen Kammer, [764] in der sie nur zu ganz geringen Ausschlägen Raum

---

[1] Sitzungsberichte der Kais. Akademie der Wissenschaften zu Wien. II. Abth. Jahrg. 1873. Bd. LXVII. S. 101.

[2] S. oben S. 321.

[3] S. Wild, Die Neumann'sche Methode zur Bestimmung der Polarisation u. s. w. In der Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich. 2. Jahrg. Zürich 1857. S. 236. 237.

[4] Vergl. Wiedemann, Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus. 2. Aufl. Braunschweig 1872. Bd. I. S. 262.

haben. Ihre Bewegung wird aperiodisch durch den verhältnissmässig sehr grossen Luftwiderstand, den sie vermöge der Enge der Kammer und ihrer eigenen geringen Masse erfahren. Ihre Beruhigungszeit ist nur ein Bruch einer Secunde. Sie sind nicht für Beobachtung mit dem Fernrohre bestimmt, sondern zum Zurückwerfen eines Lichtstrahles auf die von mir beschriebene Art. Es muss also auch dahingestellt bleiben, ob ihre Bewegung streng aperiodisch ist, oder nur dem unbewaffneten Auge so erscheint. Da die Gesetze dieser Bewegung unbekannt sind, wird man für genaue galvanometrische Versuche wohl die durch Dämpfung erzeugte Schwingungslosigkeit vorziehen. Doch zweifle ich nicht, dass Sir William Thomson's Spiegel durch die ungemeine Geschwindigkeit ihrer Anzeigen, wie bei der Telegraphie, auch in gewissen Gebieten thierisch-elektrischer Versuche vortreffliche, ja kaum anders zu erlangende Dienste leisten würden.

XV.

Ueber aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete.

Vierte Abhandlung.

(Gelesen in der Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin am 14. December 1874.)[1]

§. I. Warum es an gewissen Bussolen misslang, den Magnet in brauchbarer Weise aperiodisch zu machen.

Verschiedene Beobachter klagten mir, dass es ihnen nicht gelungen sei, den aperiodischen Zustand der Bussolmagnete, wie ich ihn schildere, herzustellen. Bei fortgesetzter Annäherung des Stabes sei der Magnet[2] umgeschlagen, ohne dass Schwingungslosigkeit erreicht wurde, oder wenigstens diese sei erst bei einem Abstand des Stabes eingetreten, der sich kaum von dem unterschied, wo der Magnet umschlug; eine Lage, wobei, wenn überhaupt, doch nicht mit Vortheil zu arbeiten war, während ich die Verschiebung des Stabes von dem Punkt, wo Schwingungslosigkeit eintrat, bis zu dem Punkt, wo der Magnet umschlug, bei meinem leichten Spiegel auf 25 mm, bei meinem schweren noch auf 5 mm angebe.[3]

Um den Fehler aufzudecken, der diesem Verhalten zu Grunde lag, muss man auf die ursprüngliche Bedingung der Schwingungslosigkeit zurückgehen.

Bezeichnet man nach Gauss mit 2ε die verzögernde Kraft der Dämpfung für die Einheit der Geschwindigkeit, mit n^2 die magnetische Richtkraft für die Einheit der Ablenkung, beide dividirt durch das Trägheitsmoment M, so ist die Bedingung der Schwingungslosigkeit, dass

---

[1] Monatsberichte der Akademie u. s. w. 1874. S. 767.

[2] Unter Magnet schlechthin verstehe ich kürzehalber hier stets den beweglichen Magnetspiegel, oder Magnetring mit Glasspiegel, unter Stab schlechthin den festen, der Erdkraft entgegenwirkenden Hauy'schen Magnetstab.

[3] S. oben S. 311.

$\varepsilon \overline{>} n$ sei. Entwickelt man die Werthe von ε und n, so kommt diese Bedingung darauf zurück, dass

$$\varkappa^2 \mathfrak{m}'^4 \{\iota + \eta (H - S)\}^3 \overline{>} 4m' (H - S) M \quad (1)$$

sei.[1] Hier bedeuten

[768] $\varkappa$ eine Constante, welche unter anderen die Inductionsconstante und das Leitvermögen des Dämpfers zu Factoren hat;

$\mathfrak{m}'$ das Drehungsmoment, welches für die magnetische Intensität Eins auf den Magnet ausgeübt wird durch eine Strömung im Dämpfer, wie sie der Magnet bei seiner Winkelbewegung erzeugt;

ι die permanente,

η die durch die Einheit einer horizontalen Kraft inducirte Intensität des Magnetes;

H die horizontale Componente des Erdmagnetismus;

S die horizontale Componente des Magnetismus des Stabes;

m' das Moment des Magnetes für parallele Kräfte bei der Intensität Eins.

Jene vergeblichen Bemühungen, Schwingungslosigkeit herbeizuführen, fanden an Sauerwald'schen Bussolen statt. $\varkappa$, $\mathfrak{m}'$, m', M hatten also merklich denselben Werth, wie an meinen Bussolen. H war in den in Betracht kommenden Grenzen auch dasselbe. η ist überhaupt kleiner, als dass Schwankungen seines Werthes so grossen Einfluss üben könnten, wie er hier stattfand. Der Fehler, den wir suchen, kann also nur an ι, oder S, oder beiden haften.

Für $S = 0$, d. h. ohne Stab, ist an gewöhnlichen Bussolen die linke Seite der Bedingungsgleichung (1) wohl stets die kleinere. Nur mit Siemens'schen Glockenmagneten wurde sie bisher grösser gefunden, als die rechte.[2] Durch Wachsen von S nimmt die rechte Seite, wegen Kleinheit von η, viel schneller ab als die linke, daher beim Annähern eines hinreichend kräftigen Stabes die rechte Seite erst gleich der linken, dann kleiner wird. Sind beide Seiten einander gleich, oder ist $\varepsilon = n$, so tritt Schwingungslosigkeit ein. Wir wollen den Werth S, der $\varepsilon = n$ macht, mit S_1 bezeichnen, den Abstand der Mitte des Stabes von der Mitte des Magnetes, wobei $S = S_1$, mit r_1. $S > H$ bedingt Umschlagen des Magnetes; der Werth $S = H$ heisse S_2, der entsprechende Abstand des Stabes r_2. Wird der Stab noch weiter genähert, so besteht bis zu einem gewissen Werthe von S, der S_3 heissen möge, und bei einem Abstande r_3 stattfindet, Schwingungslosigkeit fort. Sie hört erst auf, wenn die rechte Seite der Bedingungsgleichung ihrem abso- [769]

---

[1] S. oben S. 306.

[2] S. oben S. 354.

luten Werthe nach wieder die grössere wird. Dies wird verhältnissmässig früh geschehen, weil jetzt die negativ gewordene inducirte Intensität η $(H - S)$ von der permanenten Intensität ι sich abzieht. Der ganze Spielraum schwingungsloser Astasie liegt also eigentlich zwischen den Werthen S_1, S_3, oder den Abständen r_1, r_3. In der Ausübung hätte es aber keinen Sinn, den Stab dem Magnet über r_2 hinaus zu nähern, und wir können uns mit der Betrachtung dessen begnügen, was bis zu diesem Punkt, oder bis zu $S = S_2 = H$, geschieht. Unter Spielraum schwingungsloser Astasie ist daher im Folgenden nur der zwischen den Werthen S_1, S_2 oder r_1, r_2 eingeschlossene Spielraum verstanden.

Der Fehler, den wir zu ergründen streben, bestand nun sichtlich darin, dass der Unterschied $\delta = r_1 - r_2$ zu klein war: denn da beim Annähern des Stabes der Magnet umschlug, lag dieser Fehler keinenfalls darin, dass S nicht gross genug gemacht werden konnte.

Zunächst ist zu bemerken, dass einem gleichen Unterschiede $S_1 - S_2$ ein verschiedener Unterschied $\delta = r_1 - r_2$ entsprechen kann.

Stellen wir uns, der Einfachheit halber, vor, die Dimensionen unserer Magnete verschwänden gegen r_1, r_2, so dass die Gauss'schen Formeln für Fernwirkung von Magneten anwendbar wären. Dann lässt sich S gleichsetzen einer Constanten $\mathfrak{M}$ (dem Momente des Stabes multiplicirt mit einer trigonometrischen Function), dividirt durch r^3. Wächst $\mathfrak{M}$, während

$$S_1 = \frac{\mathfrak{M}}{r_1^3}, \quad S_2 = \frac{\mathfrak{M}}{r_2^3}$$

beständig bleiben, so wachsen auch r_1, r_2. Mit anderen Worten, ein stärkerer Stab bewirkt Schwingungslosigkeit und Umschlagen des Magnetes aus grösserer Ferne als ein schwächerer.

Wir bezeichnen nun ferner mit r'_1, r'_2 die Abstände, in denen beziehlich Schwingungslosigkeit und Umschlagen des Magnetes durch einen anderen längs derselben Geraden genäherten stärkeren Stab bewirkt werden, für den die Constante $\mathfrak{M}'$ an Stelle von $\mathfrak{M}$ tritt. Sind S'_1, S'_2 die zugehörigen S, und ist $\delta' = r'_1 - r'_2$, so hat man

[770]

$$S_1 = \frac{\mathfrak{M}}{r_1^3} = S'_1 = \frac{\mathfrak{M}'}{r'^3_1},$$

$$S_2 = \frac{\mathfrak{M}}{r_2^3} = S'_2 = \frac{\mathfrak{M}'}{r'^3_2}$$

und

$$\frac{\delta'}{\delta} = \sqrt[3]{\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}}}. \qquad (2)$$

Für $\mathfrak{M}' > \mathfrak{M}$ ist $\delta' > \delta$; der stärkere Stab gewährt den grösseren Spielraum schwingungsloser Astasie.

Unter den vorausgesetzten Bedingungen wird also Schwäche des Stabes einen Einfluss der Art üben, wie wir ihn zur Erklärung des fraglichen Verhaltens brauchen. In Wirklichkeit freilich ist r kleiner, als dass obige Formeln genau zuträfen. Doch ist Grund anzunehmen, dass auch die verwickelte Function der Entfernung, nach welcher die Wirkung des Stabes in grösserer Nähe wächst, noch die Eigenschaft habe, dass $\delta' > \delta$ sei. Andererseits scheint es kaum, als ob dieser Umstand der Grösse nach zur gesuchten Erklärung reiche. Ausdruck (2) lehrt, dass wenigstens bei grösserem Abstand ein 8 mal, 27 mal . . . schwächerer Stab nur einen beziehlich 2 mal, 3 mal . . . . kleineren Spielraum schwingungsloser Astasie gewähren würde. Solche Schwäche des Stabes kommt nicht vor, während jener Spielraum an den Vorrichtungen, deren Fehler uns beschäftigt, viel kleiner war, als nur zwei oder dreimal so klein, wie an der meinigen. Es ist nicht wahrscheinlich, dass in grösserer Nähe dies Verhältniss sich um so viel günstiger für unseren Erklärungsversuch gestalte. Doch wird man wohl daran thun, auf möglichst starke Magnetisirung des Haüy'schen Stabes zu achten, schon deshalb, weil bei der grösseren Entfernung, aus der ein stärkerer Stab noch kräftig genug wirkt, die Proportionalität der Tangenten der Ablenkungen mit den Stromstärken besser gewahrt bleibt.

Ein anderer Grund, weshalb $\delta = r_1 - r_2$ zu klein ausfällt, kann nun aber zweitens darin liegen, dass die Werthe S_1, S_2 zu nahe zusammenfallen. Für $S = S_2 = H$ verschwindet die rechte Seite der Bedingungsgleichung; die linke behält den Werth $\varkappa^2\ \mathfrak{m}'^4\ \iota^3$, der dem ursprünglichen nur um die kleine Grösse $\eta^3\ H^3$ nachsteht. Für $S = S_2 = H$ ist die linke Seite also die grössere, einen wie kleinen endlichen Werth man auch $\mathfrak{m}'$ und ι zuschreibe. Dies [771] heisst so viel, wie dass bei Gegenwart auch des schwächsten Dämpfers auch der schwächste Magnet durch Annähern des Stabes nicht zum Umschlagen gebracht werden kann, ohne wenigstens in der Theorie durch den schwingungslosen Zustand zu gehen. Gleichheit beider Seiten der Bedingungsgleichung wird aber durch Wachsen von S schon bei um so grösserem $H - S$, d. h. um so kleinerem S_1 erreicht, mit anderen Worten, der Spielraum schwingungsloser Astasie wird um so grösser, je grösser die permanente Intensität des Magnetes ι. Um so mehr ist dies der Fall, als deren dritte Potenz in's Spiel kommt.

Natürlich ist stets ein so kleiner Werth von ι möglich, dass, wie gross auch $\varkappa$ und $\mathfrak{m}'$ seien, die linke Seite der Gleichung die grössere wird, erst wenn $H - S$ fast verschwindet. Der verschwindenden Intensität ι entspricht aber dann nur ein verschwindender Unterschied

$\delta = r_1 - r_2$, und so wird der schwingungslose Zustand, wenn nicht unfassbar, doch unbrauchbar.

Dies ist, mehr oder weniger genau, die Lage, die sich jenen Beobachtern bot. Der Fehler ihrer Vorrichtung bestand wesentlich darin, dass aus irgend einem Grund der Magnet nicht hinreichende permanente Intensität besass.

Ohne erst den Versuch zu machen, Schwingungslosigkeit herbeizuführen, erkennt man schon an der Art, wie bei Abwesenheit des Stabes der Magnet in einem bekannten Dämpfer schwingt, ob er hinlänglich stark sei. In einer SAUERWALD'schen Bussole sollte das logarithmische Decrement eines Magnetspiegels dünnster Art (von etwa $0 \cdot 8^{\mathrm{mm}}$ Dicke) nicht kleiner sein als $0 \cdot 7$, das eines Magnetringes mit Glasspiegel nicht kleiner als $0 \cdot 4$, wobei ein Durchmesser des Magnetes vorausgesetzt ist, der ihm nur eben im Dämpfer frei zu schwingen erlaubt. Beim Fallenlassen von 500^{sc} ist dann im ersten Falle die vierte, im zweiten die siebente Schwingung kleiner als 1^{sc}. Ein einziger Ablenkungsversuch genügt also, um über Brauchbarkeit des Magnetes in seinem zeitigen Zustande sich zu unterrichten. Man hüte sich, mit einem schwächeren, also minder stark sich dämpfenden Magnete zu arbeiten. Je näher $= H$ man S machen muss, um Schwingungslosigkeit zu erzielen, um so mehr wächst die Beruhigungszeit[1] des Mag- [772] netes, und um so grösser werden die Schwankungen seiner Gleichgewichtslage bei Variation des Erdmagnetismus (s. unten §. III).

An anders gebauten Instrumenten könnte einerseits zu grosser Abstand des Magnetes vom Dämpfer und sonst mangelhafte Beschaffenheit des letzteren, also zu kleiner Werth von $\varkappa$ und m', andererseits zu grosses Trägheitsmoment M dieselbe Rolle spielen, wie bei passendem Werthe dieser Constanten zu geringe Intensität des Magnetes.

§. II. Fortgesetzte Bemerkungen über die beste Art, den HAUY'schen Stab aufzustellen.

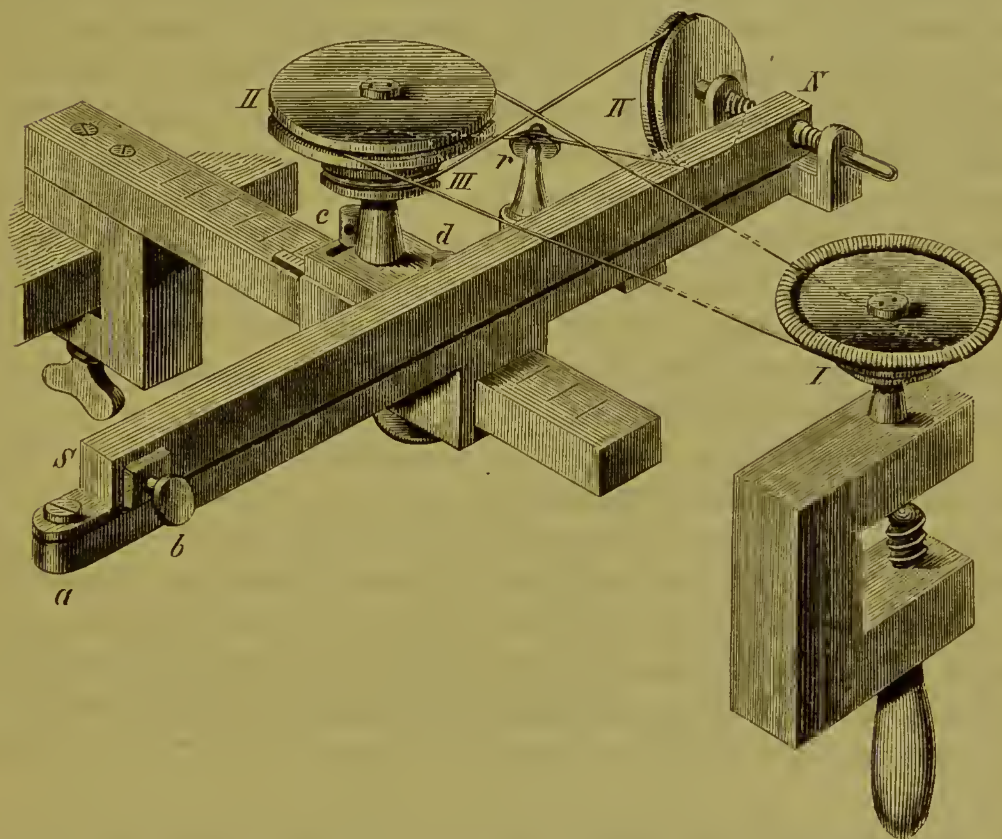
Fig. 28 zeigt die jetzt von mir angenommene Aufstellung des Stabes. Der Stab NS von quadratischem Querschnitt hat 250^{mm} Länge und $12 \cdot 5^{\mathrm{mm}}$ Seite. Sein eines Ende S ist mittels der Schraube b in einer Gabel festgeklemmt, die sich um die Axe aS dreht. Sein anderes Ende N ruht zwischen einer Mikrometerschraube von $0 \cdot 5^{\mathrm{mm}}$ Gangweite, deren Kopf durch die Schnurscheibe IV vorgestellt wird, und einem federnden Knopfe, welcher der Schraube entgegenwirkt. Löst man die Klemm-

[1] S. oben S. 308 ff.

schraube b, so kann man den Magnet innerhalb gewisser Grenzen in der Gabel hin und her schieben, oder ihn ganz aus seinem Lager entfernen, in welches er natürlich auch umgekehrt passt.

Das Lager des Magnetes verschiebt sich mit einer Hülse längs einer kräftigen Messingschiene, die in aequatorialer Richtung wagerecht vom Consol vorspringt, an welchem sie mittels einer Zwinge aus Rothguss mit zwei Schrauben befestigt wird. Aus räumlichen Rücksichten musste in

Fig. 28.



der Zeichnung die Schiene verhältnissmässig zu kurz, das Consol zu dünn und die Zwinge zu klein vorgestellt werden, wie auch von den beiden Schrauben der Zwinge nur eine abgebildet ist. Die obere Fläche der Schiene ist in Centimeter getheilt, und an dem, dem Consol zugewandten Ende der Hülse befindet sich ein in Millimeter getheilter unächter Nonius; die Hülse kann mittels der unterhalb sichtbaren Schraube festgestellt werden. Um Platz für Befestigung der Schiene am Consol zu haben,

wird vom Grundbrett der Bussole das Ende mit den zwei Stellschrauben dem Stabe zugekehrt.

Die übrigen in der Figur sichtbaren Organe dienen, von des [773] Beobachters Platz am Fernrohr aus den Stab im Azimuth zu drehen. Die Zwinge mit Schnurscheibe I ist in des Beobachters Reichweite in irgend einer ihm bequemen Lage am Tischrand, einem Tischbein u. d. m. festgeklemmt. Bei der Entfernung zwischen den Scheiben I und II kommt es auf einen mässigen Höhenunterschied der Scheiben so wenig an, wie auf Kreuzung ihrer Ebenen. Damit nicht gegen den durch das Zimmer gespannten Schnurlauf angerannt werde, behängt man ihn mit Papierbögen. Unterhalb Scheibe II trägt dieselbe Axe eine kleinere Schnurscheibe III, die durch einen Schnurlauf mit Scheibe IV verbunden ist. Der dem Beschauer zugekehrte Schenkel dieses Schnurlaufes liegt in einer gemeinschaftlichen, dem Stabe parallelen Tangente an beiden Scheiben; der Deutlichkeit halber erhielt er in der Zeichnung etwas [774] andere Richtung. Der andere Schenkel läuft über eine Leitrolle r, deren unter 45° gegen den Horizont geneigte Axe in einer senkrechten Ebene liegt, welche mit der Ebene der Scheibe IV einen Winkel von 45° bildet. Dies erlaubt, trotz der Kürze des Schnurlaufes, die Scheiben ohne Schaden zu kreuzen. Löst man Schraube c, so kann man den Träger der Scheiben II, III um eine senkrechte Axe bei d drehen, und so die über III und IV gehende Schnur spannen.

Die Schnurscheiben bestehen aus Kammmasse. An meinem Exemplare verhält sich der Durchmesser von I zu dem von II etwa wie 1 : 2, der von III zu dem von IV etwa wie 6 : 7. Um Scheibe I feiner bewegen zu können, ist sie mit einer grösseren ränderirten Scheibe von 54 ^{mm} Durchmesser versehen. Wird letztere um ein Stück ihres Umfanges von 1 ^{mm}, entsprechend einem Winkel von etwas über 2° gedreht, so beträgt die Verschiebung der Mikrometerschraube etwas über 0·00125^{mm}, entsprechend einer Winkelbewegung des Stabes um Axe aS von etwas über 1″.

So sicher und zart arbeitet diese Vorrichtung,[1] dass die sonst so empfehlenswerthe Verschiebung der Scale in ihrer eigenen Verlängerung dadurch fast entbehrlich wird. Man könnte allein mittels der Schnurläufe Nullstrich und Faden vor jedem Versuche zur Deckung bringen. Es ist aber doch zweckmässig, die Verschiebbarkeit der Scale beizubehalten, weil sie schneller wirkt, als Verstellung des Stabes, was oft wichtig ist.

Die in Abh. III empfohlene seitliche Aufstellung des Stabes hat sich

---

[1] Sie wird von der Plath'schen (Sauerwald'schen) Werkstatt der Wiedemann'schen Bussole auf Verlangen beigegeben.

im Allgemeinen sehr gut bewährt. Doch ist in einigen Fällen ein Uebelstand dabei hervorgetreten, an den ich nicht gedacht hatte. Bei dem Systeme von Lagen nämlich, wo Stab und Magnet in derselben senkrechten Ebene sich befinden,[1] ist gleichgültig, ob beide Enden des Stabes gleich stark magnetisch sind oder nicht. Auch wenn sie es nicht sind, bleibt der Magnet in der Declinationsebene, wenn der Stab selber darin sich befindet; und nur seine Richtkraft, nicht seine Richtung, wird verändert. Anders ist es bei dem Systeme von Lagen, wo zwar die Axen des [775] Stabes und des Magnetes einander parallel sind, und die Mitten beider Axen in derselben aequatorialen Ebene, diese Mitten aber nicht in derselben senkrechten Ebene sich befinden. Sobald der Stab nicht symmetrisch magnetisirt ist, und in aller Strenge ist er es nie, macht sich dies durch Ablenkung des Magnetes aus der Declinationsebene bemerkbar.

Bleibt diese Ablenkung innerhalb gewisser Grenzen, so hat sie nichts zu bedeuten. Ohne Weiteres kann man sie nicht einmal unterscheiden von den Ablenkungen, die daraus entspringen, dass es unmöglich ist, die magnetische Axe des Stabes durch mechanische Mittel genau in die Declinationsebene zu bringen, und dass, wenn dies zufällig gelänge, sie wegen Variation der Declination nur einen Augenblick darin bliebe. Durch passende Drehung des Stabes im Azimuth, nöthigenfalls durch Verschiebung des Stabes in seiner Verlängerung, bringt man Faden und Nullstrich wieder zur Deckung, wie bei Abwesenheit des Stabes.

Es kann aber zwischen den Wirkungen beider Enden des Stabes auch solcher Unterschied vorkommen, dass die zur Verstellung des Stabes im Azimuth und der Länge nach verfügbaren Mittel nicht reichen, die Wirkungen gleichzumachen. Dann bleibt nur übrig, den Stab besser zu magnetisiren. Sollte bei völliger Sättigung dessen eines Ende eine in der Natur des Stahles begründete Ueberlegenheit zeigen, so müsste man dies Ende durch Verkehrtstreichen schwächen.

Der senkrecht unterhalb des Magnetes befindliche Stab, mit dem ich die Versuche in Abh. I und III anstellte, war 200 mm lang, und sein Querschnitt ein Rechteck von etwa 20 mm Höhe und 10 mm Breite. Mit dem jetzigen Stabe, dessen verlängerte Bahn 80 mm unter dem Mittelpunkte des Magnetes hindurchgeht, und dem Magnetspiegel I der Abh. I beträgt der Abstand zwischen den Punkten der Bahn des Stabes, welche den Werthen von S_1, S_2 entsprechen, über 40 mm. Mit dem alten Stabe betrugen dabei die Entfernungen r_1, r_2 beziehlich etwa 300 und 275 mm;[2]

---

[1] S. oben S. 364. 365.
[2] S. oben S. 311.

mit dem jetzigen Stab entspricht S_1 ein Abstand von 360, S_2 ein solcher von 325 mm. Ich brauche kaum zu bemerken, dass letztere Zahlen nicht mehr wie Entfernungen r_1, r_2 anzusehen sind, da die Ver- [776] schiebung des Stabes nicht in der Verbindungslinie zwischen seiner Mitte und der des Magnetes geschieht.

§. III. Von den Schwankungen der Gleichgewichtslage des Magnetes in Folge der täglichen Variation des Erdmagnetismus, oder den „Variationsschwankungen".[1]

Die tägliche Variation der Declination beträgt in Berlin gegenwärtig im grössten Monatsmittel 15·8′. Bei 2·5 — 3 m Abstand der Scale vom Spiegel ist 1 sc = 41·25 — 34·38″. Die tägliche Variation beläuft sich folglich bei uns auf höchstens etwa 25—30 sc. In höheren Breiten beträgt sie etwas mehr, in niedrigeren etwas weniger. Sie hätte also wenig zu sagen, würde sie nicht durch Abstossung seitens des in der ursprünglichen Declinationsebene verharrenden Stabes vergrössert, und das bei hoher Astasie in sehr störendem Maasse.

In Fig. 29 ist *ns* der Magnet, NS der astronomische, 𝔑𝔖 der magnetische Meridian oder die Horizontalprojection der zeitigen Declinationsebene. Der Stab befinde sich in solcher Lage, dass seine Wirkung auf den Magnet gleich der des Erdmagnetismus durch ein der Richtung des Stabes paralleles Kräftepaar vorgestellt wird. $N\Sigma$ bezeichne die Horizontalprojection der Ebene, der dieses Kräftepaar parallel ist, und mit der, wie wir annehmen wollen, ursprünglich auch die Declinationsebene zusammenfiel. H und S stellen beziehlich die horizontalen Kräfte der Erde und des Stabes vor. Winkel φ misst dann die Zunahme der Declination, die beispielsweise stattfand, und Winkel α den Betrag, um welchen der Stab die Gleichgewichtslage des Magnetes weiter nach West von der neuen Declinationsebene drängt. Man hat

$$H \sin \alpha = S \sin (\alpha + \varphi),$$

[777]
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{S \sin \varphi}{H - S \cos \varphi}, \qquad (3)$$

oder, da φ klein ist,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{S}{H - S} \cdot \varphi \sin 1'.$$

Dieser Ausdruck zeigt erstens, dass die Schwankung der Gleich-

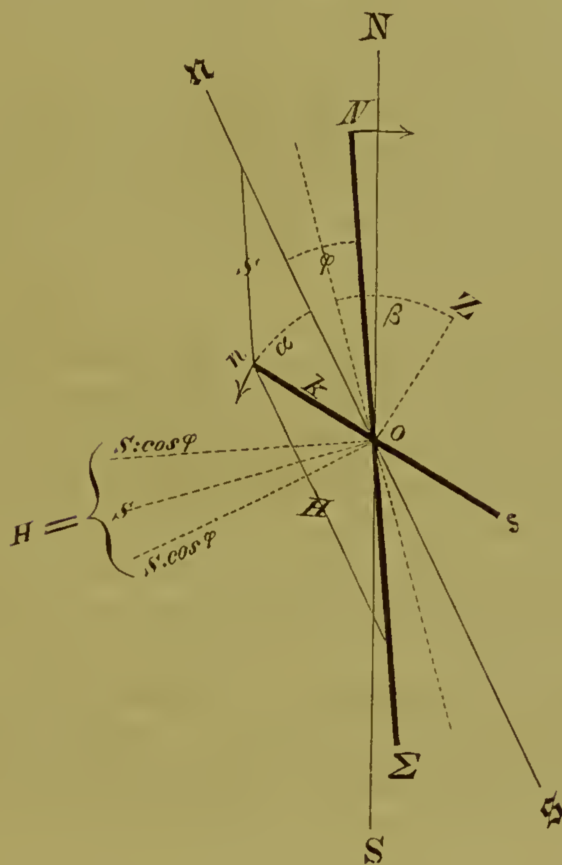
---

[1] Die hier vorkommenden Angaben über die Variationen des Erdmagnetismus verdanke ich der Gefälligkeit des Hydrographen der Kaiserl. Admiralität, Hrn. Dr. Neumayer.

gewichtslage des Magnetes in Folge der Variation der Declination, der Variation nahe proportional erfolgt. Man sollte zum Aufstellen der Bussole und des Fernrohres mit der Scale daher entweder die Tageszeit wählen, wo man am meisten arbeitet, oder die Stunden, wo mittlere Declination herrscht, also die Zeit zwischen 10 und 11 Uhr Vormittags oder zwischen 8 und 9 Uhr Abends.

Uebereinstimmend mit der Erfahrung lehrt zweitens unsere Formel,

Fig. 29.



dass die Schwankung um so grösser ist, je grösser die Astasie. Für $H = S$ ist $\alpha = 90^0$ auch für den kleinsten Werth von φ. Daraus erklärt sich das reissend schnelle Wandern des Null- [778] punktes bei hoher Astasie, welches nichts ist als die im Verhältniss von

$$\varphi + \text{arc tg}\left(\frac{S}{H - S} \cdot \varphi \sin 1'\right) : \varphi,$$

wo $S : H - S$ sehr gross ist, sehr vergrösserte Variation selber.

Man sieht endlich drittens, dass auch die Variation der horizontalen

Intensität des Erdmagnetismus, welche ΔH heissen möge, nicht ohne Einfluss auf den Stand des Magnetes bleibt. ΔH beträgt jetzt bei uns höchstens $0 \cdot 0015\ H$. Sobald indess ΔH nicht gegen $H - S$ verschwindet, bedingt positives ΔH Abnahme, negatives Zunahme von α. Die Intensitätsschwankungen werden also erst bei höheren Graden der Astasie Einfluss üben, dann aber eine rasch wachsende Bedeutung erlangen. Die Stunden, wo die Declination durch ihren Mittelwerth geht, folgen sehr nah auf die, wo die Intensität am kleinsten und am grössten ist, und die Mittelwerthe der Intensität gehen denen der Declination um 3—4 Stunden vorauf. Man kann daher die Aufstellung der Bussole nicht zugleich den besten Bedingungen in Bezug auf Declination und in Bezug auf Intensität anpassen.

Das Zeichen von α ist dasselbe wie das von φ, und für ein negatives oder östliches φ stellt sich der Magnet östlich von der Ebene $N\Sigma$. Die Intensitätsschwankungen dagegen wirken stets nur im entgegengesetzten Sinne von den durch Nähern oder Entfernen des Stabes hervorgerufenen Veränderungen von S.

Hr. Prof. V. Hensen in Kiel hat mir brieflich den sinnreichen Vorschlag gemacht, den Hauy'schen Stab in einem starken Dämpfer, der ihn zugleich vor Luftströmungen schützte, aufzuhängen, damit er die Declinationsschwankungen mitmache. Die Aufhängung müsste so sein, dass trotz der Inclinationsschwankungen der Stab horizontal bliebe. Befände sich der Stab über oder unter dem Magnet, so könnte man, um seinen Abstand zu ändern, ihn am Faden oder Draht auf- und abwinden. Der Dämpfer müsste durch andere Mittel entsprechend bewegt werden.

Die durch Variation der Declination bedingten Schwankungen des Magnetes würden so freilich auf das Maass der Variation selber, d. h. auf φ, eingeschränkt. Nennt man die entsprechende Schwankung des Stabes ψ, so würde

[779] $$\operatorname{tg} \alpha = \frac{S}{H - S} (\varphi - \psi) \sin 1'.$$

Für $\psi = \varphi$ ist $\operatorname{tg} \alpha = 0$, und also auch die Intensitätsschwankungen hören auf, Einflüss zu üben. Ausgenommen ist nur der Fall $H = S$; dann wird α für $\psi = \varphi$ unbestimmt, und eine Intensitätsschwankung kann wieder den Magnet bewegen, indem sie die Unbestimmtheit aufhebt.

Leider ist zu bemerken, dass die Torsion eines Fadens oder Drahtes, der stark genug wäre, den Stab zu tragen, da man sie nur für eine bestimmte Declination Null machen könnte, $\varphi - \psi$ doch wohl schon einen Werth ertheilen würde, der bei höherer Astasie die alten Störungen mit sich brächte. Davon abgesehen kann ich für meinen Theil nicht

nöthig finden, so umfängliche Anstalten zur Bekämpfung der Variationsschwankungen zu treffen. Ich begnüge mich überhaupt gern mit dem geringsten Maasse schwingungsloser Astasie, da kürzeste Beruhigungszeit (s. oben S. 372) mir wichtiger scheint als grösste Empfindlichkeit. Bei diesem Zustande, wo $\varepsilon = n$, sind die Variationsschwankungen noch recht gut zu ertragen. Bei höherer Astasie, wo ich dieser nicht entbehren konnte, habe ich jene Schwankungen bisher durch Verschiebung der Scale, neuerlich durch Drehung des Stabes im Azimuth von meinem Platz am Fernrohr aus, erfolgreich bekämpft. Zuletzt kommt freilich ein Punkt, wo das Arbeiten mit anderen als kurz dauernden Strömen unmöglich wird.

§. IV. Von der Gleichgewichtslage des Magnetes bei höherer Astasie.

Formel (3) hat noch weiteres Interesse. Setzt man darin $\varphi = 0$, $H = S$, so wird α unbestimmt, der Magnet ist wahrhaft astatisch; er muss in jedem Azimuth stehen bleiben, in welches äussere Kraft ihn führte.

Versucht man aber, dies zu beobachten, so misslingt es. Nicht bloss in dem Sinn, in welchem ich (S. oben S. 308. — Vergl. S. 290. 311.) sagte, die Beobachtung vermöchte aus Gründen, welche keiner Ausführung bedürften, den Zustand völliger Astasie nicht zu erfassen. Ich dachte mir dabei, dass es unthunlich sei, den Magnet durch alle möglichen Stellungen innerhalb des Kreisumfanges zu führen, und sich zu überzeugen, dass er in allen stehen [780] bleibe; unthunlich zu prüfen, ob er im Dämpfer wirklich gleich einem Körper sich bewege, dem das umgebende Mittel einen seiner Geschwindigkeit proportionalen Widerstand entgegensetzt.

Allein der Zustand völliger Astasie entzieht sich der Beobachtung auch noch, weil es in Wirklichkeit nicht dazu kommt. Man kann vielleicht S so nahe gleich H machen, dass die übrig bleibende Richtkraft Luftwiderstand und Torsion nicht mehr zu überwinden vermag. Was man aber nicht kann, ist, die magnetische Axe des Haüy'schen Stabes der Declinationsebene durch mechanische Mittel parallel stellen. Wenn man auch den Stand des Magnetes ohne Stab abliest, so schnell wie möglich den Stab hinzubringt, und mittels der Schnurläufe Faden und Nullstrich wieder zur Deckung bringt, so hat sich, abgesehen von Fehlern der Ablesung und Einstellung, in der Zwischenzeit die Declination doch verändert, und φ einen endlichen Werth erlangt. Nur mittels des von Hrn. Hensen angegebenen Kunstgriffes, und selbst dann nur bei absolut verschwindender Torsion, wäre und bliebe $\varphi = 0$.

In der That, obige Betrachtungen über Gleichgewichtslage eines Magnetes, auf den ein der Declinationsebene nicht paralleler Stab wirkt, passen, wie auch Fig. 29 und Formel (3), völlig auf den Fall, den wir uns jetzt denken wollen, dass Winkel φ nicht mehr bloss durch Variation der Declination, sondern zugleich durch mechanische Unvollkommenheit unserer Vorrichtungen entstand.

Um Ausdruck (3) in vielen Fällen leichter zu discutiren, wie auch aus später einleuchtenden Gründen, empfiehlt sich folgende Umformung. Statt des von der zeitigen Declinationsebene $\mathfrak{NS}$ aus gerechneten Winkels α betrachten wir den Winkel β zwischen der φ hälftenden Geraden und der in Fig. 29 gleichsam als Zeiger nach Nordost weisenden Senkrechten $0Z$ auf die Mitte 0 des Magnetes. Man hat

$$\alpha = 90^0 - \left(\beta + \frac{\varphi}{2}\right),\ \alpha + \varphi = 90^0 - \left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right),$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{H - S}{H + S}\cot\frac{\varphi}{2},$$

oder am bequemsten für die Discussion

$$\operatorname{tg}\beta = \left(\frac{2H}{H + S} - 1\right)\cot\frac{\varphi}{2} \qquad (4)$$

[781] $H = S$, oder so vollkommene Astasie, wie sie durch absolute Abgleichung der auf den Magnet wirkenden entgegengesetzten Richtkräfte zu erreichen ist, macht β nicht unbestimmt, sondern $= 0$. Der Magnet stellt sich also dann so ein, dass $0Z$ den Winkel φ, seine Axe aber den supplementären Winkel zu φ, $\mathfrak{N}0\Sigma$, zwischen den unbezeichneten Polen der Erde und des Stabes hälftet. Setzt man $H\cos\varphi = S$, so wird $\beta = \frac{\varphi}{2}$, der Magnet steht senkrecht auf dem Stabe. Setzt man $H = S\cos\varphi$, so wird $\beta = -\frac{\varphi}{2}$, der Magnet steht senkrecht auf der zeitigen Declinationsebene, wahrhaft aequatorial. Wächst S weiter, so nähert sich $\operatorname{tg}\beta$ der Grenze $-\cot\frac{\varphi}{2}$, für $S = \infty$ steht der Magnet mit nach Süd gerichtetem bezeichneten Pole dem Stabe parallel.

In der Ausübung wird es sich immer nur um kleine Werthe von φ handeln. Doch gelten unsere Formeln natürlich für jeden Werth von φ, und des theoretischen Zusammenhanges wegen sei Folgendes bemerkt. Für ein endliches φ und für $S = H$ ist $\operatorname{tg}\beta = 0$, es ist also α dann $= 90^0 - \frac{\varphi}{2}$, und den Werthen von φ von 0^0 bis 90^0 entsprechen Werthe von α von 90^0 bis 45^0. Mit anderen Worten, wird bei $S = H$ der Stab aus seiner nahe axialen in die aequatoriale Lage gedreht, so

weicht der Magnet von seiner nahe aequatorialen Lage bei $\alpha = 90^0 - \frac{\varphi}{2}$ zurück auf $\alpha = 45^0$. $H \cos \varphi = S$, d. h. für $\varphi = 90^0$ $S = 0$, macht $\alpha = 0$; $H = S \cos \varphi$, d. h. für $\varphi = 90^0$ $S = \infty$, macht $\alpha = 90^0$.

Abh. III. S. 365 wurde gesagt, die richtende Wirkung des Stabes bleibe dieselbe, wenn in aequatorialer Ebene die Mitte des Stabes einen Kreis um die des Magnetes beschreibe, gleichviel also ob der Stab senkrecht unter oder über dem Magnet, oder seitlich in gleicher Höhe mit ihm sich befinde. Dies ist strenge richtig aber nur, wenn die Axe des Stabes der des Magnetes parallel oder $\varphi = 0$ ist. Für $\varphi = 90^0$ trifft vielmehr der erste Fall zusammen mit dem ersten, der zweite mit dem zweiten der bekannten Gauss'schen Fälle,[1] d. h. im zweiten Fall ist S doppelt so [782] gross wie im ersten. Werthen von φ zwischen 0^0 und 90^0, wie auch für $\varphi = 90^0$ Lagen des Stabes zwischen jenen beiden, werden Werthe vom S zwischen dem Einfachen und Doppelten entsprechen.

An jeder Bussole mit verschiebbarem Hauy'schen Stab ist es leicht, den geschilderten Hergang im Groben zu beobachten. Nähert man den Stab über die oben S. 369 mit r_1 bezeichnete Entfernung, wo $\varepsilon = n$, dem Magnet immer mehr, so kommt ein Punkt, wo der Magnet anfängt, sichtlich vom Meridian abzuweichen. Dies geschieht entweder so, dass der Nordpol durch Ost, oder so, dass er durch West nach Süd sich dreht; hierauf werden wir noch zurückkommen. Bei fortgesetzter Annäherung, die sich meist nur nach Bruchtheilen eines Millimeters bemisst, stellt sich der Magnet scheinbar aequatorial. Natürlich ist es bei kleinem und überdies unbekanntem, ja wegen der Variation fortwährend sich veränderndem φ unmöglich, die Stellungen $\beta = +\frac{\varphi}{2}, = 0, = -\frac{\varphi}{2}$ zu unterscheiden. Bei noch mehr genähertem Stabe steht der Magnet mit seinem Nordpol im südöstlichen oder südwestlichen Quadranten, je nach dem Sinn, in welchem er sich dreht; schliesslich fällt bei verkehrten Polen seine Lage scheinbar wieder mit dem Meridian zusammen. Es ist daher im Grunde nicht richtig, vom Umschlagen des Magnetes bei fortgesetzter Annäherung des Stabes zu reden. Er schlägt nur um, wenn man beim Annähern des Stabes die Reihe von Lagen dieses letzteren überspringt, für welche der Magnet eine entsprechende Reihe von

---

[1] Intensitas vis magneticae etc. In C. F. Gauss Werken u. s. w. Göttingen 1867. 4. Bd. V. S. 107; — Poggendorff's Annalen u. s. w. 1833. Bd. XXVIII. S. 601. 602; — Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins im Jahre 1836. Göttingen 1837. S. 73. 74.

Stellungen durchläuft, die ihn folgweise aus seiner ursprünglichen axialen durch die aequatoriale in die entgegengesetzte axiale Lage führen.

Bei den zahlreichen Anwendungen, die man von der Haüy'schen Methode des Astasirens machte,[1] wurde die Abweichung [783] des hoch astatischen Magnetes aus der Declinationsebene gewiss schon früher wahrgenommen. Man vermuthete aber dabei zufällige Ursachen, welche die Oberhand über die sehr verminderte Richtkraft gewönnen, als da sind Torsion, Luftströmungen, versteckte Mittelpunkte magnetischer Wirkung. Niemand hatte meines Wissens bemerkt, dass bei wachsender Astasie der Magnet völlig regelmässig sich dreht, und dass er aus der aequatorialen Lage abgelenkt langsam, doch treu, in sie zurückkehrt.

Auch ich hatte, wie ich bekennen muss, versäumt, mich über das Verhalten, welches der Magnet bei möglichster Gleichheit von H und S in der Wirklichkeit zeigt, genauer zu unterrichten. Hr. Hensen war es, der mich auf die aequatoriale Stellung des Magnetes bei höchster Astasie aufmerksam machte. Er sah darin einen Widerspruch mit meiner oben S. 308 angeführten Aeusserung in Abh. I, dass der Zustand völliger Astasie unfassbar für die Beobachtung sei. Doch ist kein solcher Widerspruch da, denn ich setzte damals die idealen Bedingungen wahrhafter Astasie voraus, also auch absoluten Parallelismus der magnetischen Axe des Stabes mit der Declinationsebene. Jetzt wurde es mir um so leichter, das von Hrn. Hensen wahrgenommene Verhalten aus mangelhaftem Parallelismus von Stab und Declinationsebene abzuleiten, als ich gerade mit den Variationsschwankungen des Magnetes beschäftigt war.

Auch Hr. Dr. Aron hierselbst hatte jenes Verhalten beobachtet. Er hatte aber auch dessen Beziehung zur freiwilligen Ablenkung astatischer Nadelpaare schon erkannt. Denn es ist klar, dass die hier auftretende Ablenkung des Magnetes aus dem Meridiane bei höherer Astasie die nämliche Erscheinung ist, wie die einst von mir so genannte freiwillige Ablenkung astatischer Nadelpaare, deren Entdecker Nobili sie sogleich auf mangelhaften Parallelismus der Nadeln zurückführte.[2] Setzt man für H das Moment M der stärkeren, für S das Moment M' der schwächeren Nadel, so werden obige Formeln buchstäblich einerlei mit den bekannten Ausdrücken für die Gleichgewichtslage eines astatischen Nadelpaares in der Gestalt, die ich ihnen gab.[3] In diesen ist φ der [784] Winkel zwischen den freundlichen Polen der zum astatischen Paare

[1] S. oben S. 157. Anm.
[2] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 169 ff.
[3] S. oben S. 143.

verbundenen Nadeln, β der Winkel, den die φ hälftende Gerade mit dem magnetischen Aequator macht.

In der That, die drei Magnete (die Erde und die beiden künstlichen Magnete), deren zwei zu einem festen Systeme verbunden sind, bilden gleichsam eine kinematische Kette.[1] Das Nadelpaar entspricht dem festverbundenen Systeme der Erde und des Stabes. Jenes schwingt über der Erde, und stellt sich, wenn dämpfende Einflüsse zugegen sind, schliesslich zu ihr, wie bei festgehaltenem Magnet, abgesehen von den Trägheitsmomenten, Erde und Stab um den Magnet schwängen, und zu ihm sich stellten. Oder bei festgehaltenem Nadelpaare schwänge unter ihm die Erde und stellte sich schliesslich zu ihm, wie zu Stab und Erde der unter ihrem Einfluss schwingende Magnet.

Um die Einerleiheit der Gleichgewichtsbedingungen astatischer Nadelpaare und astatischer Magnete deutlicher hervortreten zu lassen, wurde oben β so bestimmt, wie es geschah. Sonst lag es näher, was analytisch auf dasselbe hinausläuft, hier mit β den nach dem Aequator zu gelegenen Complementärwinkel zu $\alpha + \frac{\varphi}{2}$ ($n0S$ in Fig. 29) zu bezeichnen.

Auf dem jetzt gewonnenen Standpunkt erscheint es im Grunde falsch, von Astasie des Magnetes zu reden. Wie man durch Schwächung der im gesättigten Zustande stärkeren Nadel das System beider Nadeln in Bezug auf die Erde astasirt, so astasirt man eigentlich das System von Erde und Stab in Bezug auf den Magnet, indem man den Abstand des Stabes vom Magnet ändert. Je nachdem $H >$ oder $< S$, übernimmt im astatischen Systeme von Erde und Stab jene oder dieser die Rolle der Nadel vom grösseren Moment M. Anstatt S durch Aenderung des Abstandes zu ändern, könnte man auch, wie bei astatischen Nadelpaaren, das Moment des Stabes ändern, z. B., wie Hr. Hensen mir vorschlug, den Stahlstab durch einen Elektromagnet ersetzen, in dessen Windungen man den Strom abstufte. Dagegen nimmt die Intensität des Erdmagnetismus mit Entfernung von der Erdoberfläche zu langsam ab, um anders als in der Idee ein bewegliches astatisches System [785] durch Ortsveränderung abzugleichen, wie dies für das System von Erde und Stab durch Ortsveränderung des Stabes geschieht. Nichts verhindert sonst sich zu denken, dass man an eine lange senkrechte Axe unten, wo die horizontale Intensität $= H$, eine Nadel vom Moment M', und darüber eine Nadel von dem um ein $\frac{M'}{n}$ grösseren Moment M in solcher Entfernung von der Erdoberfläche befestigt habe, dass dort die

[1] Vergl. Reuleaux, Theoretische Kinematik. Braunschweig 1875.

Intensität um $\frac{H}{n+1}$ kleiner sei. Das System wäre dann so vollkommen astatisch, wie Winkel φ und die temporären Momente es gestatten.

Bei den astatischen Nadelpaaren kommen nämlich, nach Hrn. Sauerwald's Beobachtung, die durch die Erde inducirten temporären Momente der Nadeln in Betracht.[1] Hier sind die temporären Momente, die der Magnet in Stab und Erde erzeugt, zu vernachlässigen. Das bei höherer Astasie an sich verschwindende temporäre Moment aber, welches Erde und Stab im Magnet erzeugen, fällt aus dem Ausdruck für seine Gleichgewichtslage ebenso heraus, wie nach Gauss' Bemerkung[2] sein permanentes Moment. Dasselbe gilt von dem durch das astatische Nadelpaar in der Erde erzeugten temporären Moment, abgesehen davon, dass dies vollends zu vernachlässigen ist. Ich rede nicht weiter von den temporären Momenten, welche Erde und Stab, und welche die beiden Nadeln in einander hervorrufen.[3] Das Wegfallen der temporären Momente vereinfacht sehr die Gleichgewichtsbedingungen des astatischen Magnetes, wie wir zu sagen doch fortfahren wollen, gegenüber denen des astatischen Nadelpaares. Man kommt daher hier ohne die graphische Darstellung der auf den entwickelten Kreisumfang aufgetragenen Kräfte aus, die beim astatischen Nadelpaare so gute Dienste leistet.[4] Wie bei diesem, wenn die temporären Momente als verschwindend betrachtet werden, entspricht der einen stabilen [786] Gleichgewichtslage des astatischen Magnetes eine um 180° davon entfernte labile Gleichgewichtslage.[5]

Ein zweiter Punkt, in welchem das astatische Nadelpaar und das hier betrachtete System von einander abweichen, ist der, dass dort φ ein für allemal gegeben, hier mit der Declination veränderlich ist. In Folge dessen ist die Gleichgewichtslage des astatischen Nadelpaares auch im Zustand höchster Astasie von den Variationen des Erdmagnetismus minder abhängig als die des astatischen Magnetes. Das astatische Nadelpaar empfindet die Variation der Intensität gar nicht, die der Declination nur deren wirklichem Betrage gemäss. Es sei denn, dass die Gleichgewichtslage des Nadelpaares noch durch andere Kräfte bedingt werde, wie z. B. durch Anziehung der Drahtmassen. Dann kann Vergrösserung

---

[1] S. oben S. 137 ff.

[2] Schuhmacher's astronomisches Jahrbuch. 1836. S. 25; — Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins im Jahre 1836. Göttingen 1837. S. 75; — C. F. Gauss Werke u. s. w. Göttingen 1867. 4. Bd. V. S. 330.

[3] S. oben S. 144.

[4] S. Taf. IV. Fig. 2.

[5] S. oben S. 143; — Taf. IV. Fig. 3. V.

der durch Variation der Declination bedingten Schwankung stattfinden, wie auch Variation der Intensität wieder Einfluss gewinnt.

Im Uebrigen kehren die Besonderheiten, welche die freiwilligen Ablenkungen astatischer Nadelpaare bieten, bei den astatischen Magneten wieder. Wie dort ist es auch hier, und aus denselben Gründen, um so leichter, den Magnet sich scheinbar aequatorial stellen zu sehen, je grösser φ innerhalb gewisser Grenzen ist. Je kleiner $\frac{\varphi}{2}$, um so grössere Veränderungen von tg β entsprechen gleichen Fortschritten der Astasie, so dass der geringsten weiteren Annäherung des Stabes, wie sie ohne besondere Hülfsmittel möglich ist, schon ein Sprung des Magnetes über den Aequator folgt.[1] Wird aber φ absichtlich über Gebühr gross, $= 90°$, gemacht, so erreicht, wie wir oben S. 380. 381 sahen, der Magnet für $H = S$ nur noch die 45°-Stellung, und nur ein unendliches S kann ihn bis zum Aequator drängen. Die Schwierigkeit, welche es jetzt hat, den Magnet aequatorial zu stellen, liegt jedoch in etwas Anderem, als die bei verschwindendem φ.

Ein astatisches Nadelpaar dreht sich bei wachsender Astasie so, dass der stets vorhandene kleine Winkel α zwischen Meridian und stärkerer Nadel wächst. Dem entsprechend dreht sich bei wachsender Astasie der Magnet so, dass er sich weiter von der [787] Declinationsebene entfernt. In Fig. 29 dreht sich daher beim Nähern des Stabes der Nordpol des Magnetes im Sinne des Pfeiles durch West nach Süd. Die Drehung ändert ihren Sinn, und der Nordpol geht bei Nähern des Stabes durch Ost nach Süd, wenn das Nordende des Stabes westlich von der Declinationsebene liegt. Durch den Sinn, in welchem der Magnet sich dreht, wird man belehrt, auf welcher Seite der Declinationsebene die Wirkungsebene des Stabes liegt, was sonst schwer zu ermitteln wäre. So erfährt man erst durch den Sinn, in welchem ein astatisches Nadelpaar sich dreht, auf welcher Seite der stärkeren Nadel Winkel φ liegt.

Befindet sich der Stab in solcher Nähe des Magnetes, dass dieser schon merklich aus dem Meridian abweicht, und dreht man den Stab im Azimuth, ohne seinen Abstand zu ändern, so dreht sich der Magnet umgekehrt wie der Stab, wie die Pfeile in Fig. 29 zeigen, während er bei Drehung der Declinationsebene gleichsinnig mit dieser sich dreht (s. oben S. 378). Beim Drehen des Stabes durch die Declinationsebene kommt freilich ein Punkt, wo $\varphi = 0$ ist und der Magnet für $H > S$ im Meridian bleiben, für $H = S$ überall im Gleichgewicht sein sollte. Allein es braucht kaum wiederholt zu werden, dass menschliche Werk-

[1] S. oben S. 136.

zeuge und Geduld nicht vermögen, diesen Punkt zu treffen und festzuhalten.

Alles dies lässt sich an jeder SAUERWALD'schen Bussole mit verschiebbarem Stabe beobachten, an welcher, wie es früher der Fall war, der Stab senkrecht unter dem Magnete sich befindet. Bei der neuen in Fig. 29 abgebildeten Aufstellung des Stabes dagegen dreht sich beim Drehen des Stabes im Azimuth der Magnet im entgegengesetzten Sinne von dem durch die Theorie verlangten, d. h. im gleichen Sinne, wie der Stab. Der Grund dieser Abweichung ist folgender. Obige Schlüsse setzen solche Entfernung des Stabes voraus, dass dessen Wirkung durch ein dem Stabe paralleles Kräftepaar ersetzt werden könne. Soll dies auch bei grösserer Nähe des Stabes gelten, so muss dessen Drehung so stattfinden, dass die Entfernung seiner Pole von den Polen des Magnetes, und die Richtung der Wirkung ersterer auf letztere für den einen Pol dieselbe bleibe, wie für den anderen. Damit dies zutreffe, muss der verlängerte Aufhängefaden des Magnetes durch die Mitte der Axen des Magnetes und des Stabes gehen, und des letzteren Drehung um die Verlängerung des Fadens geschehen. Schon bei der älteren [788] Art, den Stab aufzustellen, ist diese Bedingung insofern unvollständig erfüllt, als der Stab nicht um die Mitte seiner Axe, sondern um einen seinem einen Pole nahen Punkt der Axe sich dreht. Doch wird hier der Fehler nicht gross genug, um das gesetzmässige Verhalten zu verdecken. Bei seitlicher Stellung des Stabes aber verändert man bei dessen Drehung um Axe aS (Fig. 28) die Entfernung des einen Poles (N) vom Magnete, während der andere (S) nahe unverrückt bleibt. Geschähe die Drehung um die Mitte des Stabes, so würde sich der eine Pol sogar vom Magnet entfernen, während der andere ihm sich näherte. Die abstossende Wirkung des beispielsweise genäherten Poles des Stabes auf den ihm näheren Pol des Magnetes überwiegt aber die des stehenbleibenden, vollends des noch weiter fort bewegten Poles, daher der Magnet in demselben Sinne wie der Stab sich dreht.

Die Drehung in diesem Falle ist somit anderen Ursprunges, als die oben aus den Formeln abgeleitete, welche unter richtigen Bedingungen richtig erfolgt. Da beide Drehungen einander entgegengesetzt sind, so muss es eine mittlere Stellung des bis zur Entfernung r_2 genäherten Stabes geben, wo bei einer gewissen Drehung des Stabes im Azimuth keine Ablenkung stattfindet. Liesse man die Mitte des sich selber parallelen Stabes in aequatorialer Ebene einen Viertelkreis um die Mitte des Magnetes beschreiben, so müsste man diese mittlere Stellung irgendwo treffen zwischen der Stellung des Stabes senkrecht unter dem Magnete, wo der Nordpol des Magnetes, bei Drehung des Nordendes des

Stabes beispielsweise nach Ost, sich westlich stellt, und der Stellung zur Seite des Magnetes, wo bei derselben Drehung des Stabes der Nordpol des Magnetes sich östlich stellt. Doch habe ich noch nicht versucht, jene mittlere Stellung des Stabes in Wirklichkeit zu beobachten, wozu besondere Vorkehrungen erforderlich wären.

Bei den astatischen Nadelpaaren der Multiplicatoren ist es längst Regel, sie durch Abgleichung ihrer Momente so senkrecht wie möglich auf den Meridian zu stellen, und ihnen mit den Windungen in diese Lage zu folgen.[1] So ist man sicher, die höchste Astasie zu haben, die das System in Anbetracht des unvollkomme- [789] nen Parallelismus der Nadeln zulässt. Offenbar erreichte man auch an unserer jetzigen Einrichtung die höchste Astasie, welche der jedesmalige Winkel φ zulässt, wenn man bei aequatorialer Stellung des Magnetes arbeitete.

Die Gleichgewichtsgleichung des Magnetes ist erfüllt, wenn er in der Diagonale des Parallelogrammes einsteht, dessen Seiten man erhält, indem man auf den Projectionen der Wirkungsebenen von Erde und Stab, vom Schneidepunkt dieser Projectionen aus, H und S proportionale Stücke abmisst (s. Fig. 29). Wird der Magnet aus dieser Lage um einen Winkel $\pm\,\varrho$ abgelenkt, so zieht ihn darin zurück eine Kraft $\pm\, k\,.\sin\varrho$, wo k der Länge jener Diagonale proportional ist. Man hat

$$k = \frac{H \sin\varphi}{\cos\left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right)}. \qquad (5)$$

Sind die Pole des Stabes denen des Magnetes gleich gerichtet, und durchläuft S die Werthe von 0 bis ∞, so durchläuft β die Werthe von $\beta = +\left(90^\circ - \frac{\varphi}{2}\right)$ durch 0 bis $\beta = -\left(90^\circ - \frac{\varphi}{2}\right)$. Die entsprechenden Werthe von k gehen von $k = H$ bis $k = \infty$, da bei endlichem H nur ein unendliches S den Magnet dem Stabe parallel stellen kann. Dazwischen hat k, wie man sogleich sieht, bei $\beta = +\frac{\varphi}{2}$ ein Minimum. Der Magnet ist also am beweglichsten, wenn senkrecht zum Stabe. k ist hier $= H\sin\varphi$, mithin die Astasie um so vollkommener, je kleiner φ. Für $\beta = 0$; $\beta = -\frac{\varphi}{2}$ wird beziehlich $k = H.2\sin\frac{\varphi}{2}$; $k = H\,.\,\mathrm{tg}\,\varphi$ u. s. w.

Für $\beta = +\frac{\varphi}{2}$ folgt aus (4) $S = H\cos\varphi$. Dieser Werth von S, und nicht, wie man meinen sollte, $S = H$, giebt grösste Empfind-

[1] Untersuchungen u. s. w. Bd. I. S. 169. — Vergl. oben S. 146. 147.

lichkeit. Die Verschiebung der kürzesten Diagonale nach Nord beruht darauf, dass der Magnet zum Einstehen in den Meridian, weil dann keine Seitenkraft vorhanden ist ($S = 0$), durch eine endliche Kraft (H) gebracht wird, während zum Einstehen in die Ebene des Stabes, weil dann die Seitenkraft H vorhanden ist, ein unendliches S gehört.

[790] Alles dies gilt auch für astatische Nadelpaare, wenn man das Moment M der stärkeren Nadel, welches an Stelle von H in (5) tritt, beständig nimmt. Ein astatisches Paar ist am beweglichsten, wenn die schwächere Nadel im Aequator steht.

In der Ausübung sind diese Unterschiede bedeutungslos, da man bei astatischen Nadelpaaren wegen Kleinheit von φ, bei astatischen Magneten auch noch wegen dessen Veränderlichkeit und Unbestimmbarkeit, kein Mittel hat, β gerade $= + \frac{\varphi}{2}$ zu machen.

Auch ohnedies wird aequatoriale Stellung des Magnetes ungleich grössere Empfindlichkeit gewähren, als axiale. Erfahrung muss zeigen, ob diese Empfindlichkeit nicht zu theuer erkauft wäre durch verlängerte Beruhigungszeit und vergrösserte Variationsschwankungen, denen völlig vorzubeugen, wie zu fürchten ist (s. oben S. 378), sogar der Hensen'sche Kunstgriff nicht vermag.

Um bei aequatorialer Stellung des Magnetes zu arbeiten, muss selbstverständlich die Bussole so aufgestellt werden, dass die Axe ihrer Rollen axial steht.

Zusatz.

[Hr. Prof. Victor von Lang in Wien hatte die Güte, mich darauf aufmerksam zu machen, dass die Besorgniss wegen zu grosser Variationsschwankungen des aequatorial gestellten Magnetes grundlos sei. Differenzirt man α nach φ, so erhält man (Gleichung (3))

$$d\alpha = \frac{\cos(\alpha + \varphi)\sin\alpha}{\sin\varphi} \cdot d\varphi.$$

Für $\alpha = 90^0$ wird $d\alpha = -d\varphi$, $d(\alpha + \varphi) = 0$. So wenig also würde der streng aequatorial, d. h. senkrecht auf die zeitige Declinationsebene gestellte Magnet durch zu grosse Variationsschwankungen unbrauchbar, dass er diesen Schwankungen vielmehr ganz entzogen ist.

Die Bemerkung hätte mir nicht entgehen sollen, da man sie Formel (3) schon ohne Entwickelung von $\frac{d\alpha}{d\varphi}$ entnehmen kann. $H = S\cos\varphi$ macht $\alpha = 90^0$, welchen endlichen Werth auch φ habe; α bleibt also unverändert $= 90^0$, ob auch φ schwanke.

Bei weiterer Discussion von $\frac{d\alpha}{d\varphi} = f(\alpha)$ nach α findet man (mit Wiederholung des schon für $\alpha = 90^0$ Gesagten):

bei $\alpha = 90^0$,	oder $S\cos\varphi = H$:	$d\alpha = -d\varphi$,	$d(\alpha+\varphi) = 0$
$\alpha = 90^0 - \frac{\varphi}{2}$,	" $S = H$:	$d\alpha = -\frac{d\varphi}{2}$,	$d(\alpha+\varphi) = \frac{d\varphi}{2}$
$\alpha = 90^0 - \varphi$,	" $S = H\cos\varphi$:	$d\alpha = 0$,	$d(\alpha+\varphi) = d\varphi$
$\alpha = 0$,	" $S = 0$:	$d\alpha = 0$,	$d(\alpha+\varphi) = d\varphi$.

Also schon in der durch φ gemessenen sehr kleinen Entfernung des Magnetes aus der aequatorialen Stellung — gerade in der Lage, welche grösste Empfindlichkeit bietet (s. oben S. 387) — macht der Magnet die Schwankungen der Declinationsebene wieder vollständig mit, jedoch ohne dass sie durch Anwesenheit des Stabes vergrössert erscheinen.

Zwischen $\alpha = 0^0$ und $= 90^0 - \varphi$ findet ein Maximum der Function $f(\alpha)$ statt für $\cot 2\alpha = \operatorname{tg}\varphi$ oder für $\alpha = 45^0 - \frac{\varphi}{2}$. Man hat

$$f(\alpha)_{max} = \frac{1 - \sin\varphi}{2\sin\varphi},$$

was $d(\alpha + \varphi)$ zu

$$\frac{\sin\varphi + 1}{2\sin\varphi} \cdot d\varphi$$

macht. Damit α den Werth von $45^0 - \frac{\varphi}{2}$ annehme, der in Bezug auf Variationsschwankungen somit als ungünstigster erscheint, muss

$$\frac{H - S}{H + S} = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$$

sein, da nach Gleichung (4) dann $\beta = 45^0$, $\operatorname{tg}\beta = 1$ ist.

Ueber $\alpha = 90^0$ hinaus wird $d(\alpha + \varphi)$ negativ, Stab und Erde haben gleichsam die Rollen vertauscht, indem von $\alpha = 90^0 - \varphi$ ab die Erde den Magnet vom Stabe fort dem Aequator zu drängt. Bei $\alpha = 135^0 - \frac{\varphi}{2}$ findet ein negatives Maximum statt u. s. w.

Hr. von Lang machte mich auch auf eine Anwendung der durch den Stab erzeugten Ablenkung aufmerksam, an die ich nicht gedacht hatte, nämlich um dem Magnet, behufs bequemerer Ablesung, eine beliebige, gewünschte Lage im Azimuth zu geben. Hr. von Lang selber hat, was mir entgangen war, sich dieses Kunstgriffes längst in seinem 'Spiegelgalvanometer zur objectiven Darstellung' bedient. (Vergl. Exner in Carl's Repertorium für Experimental-Physik u. s. w. München 1869. Bd. V. S. 8.)]

Register.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



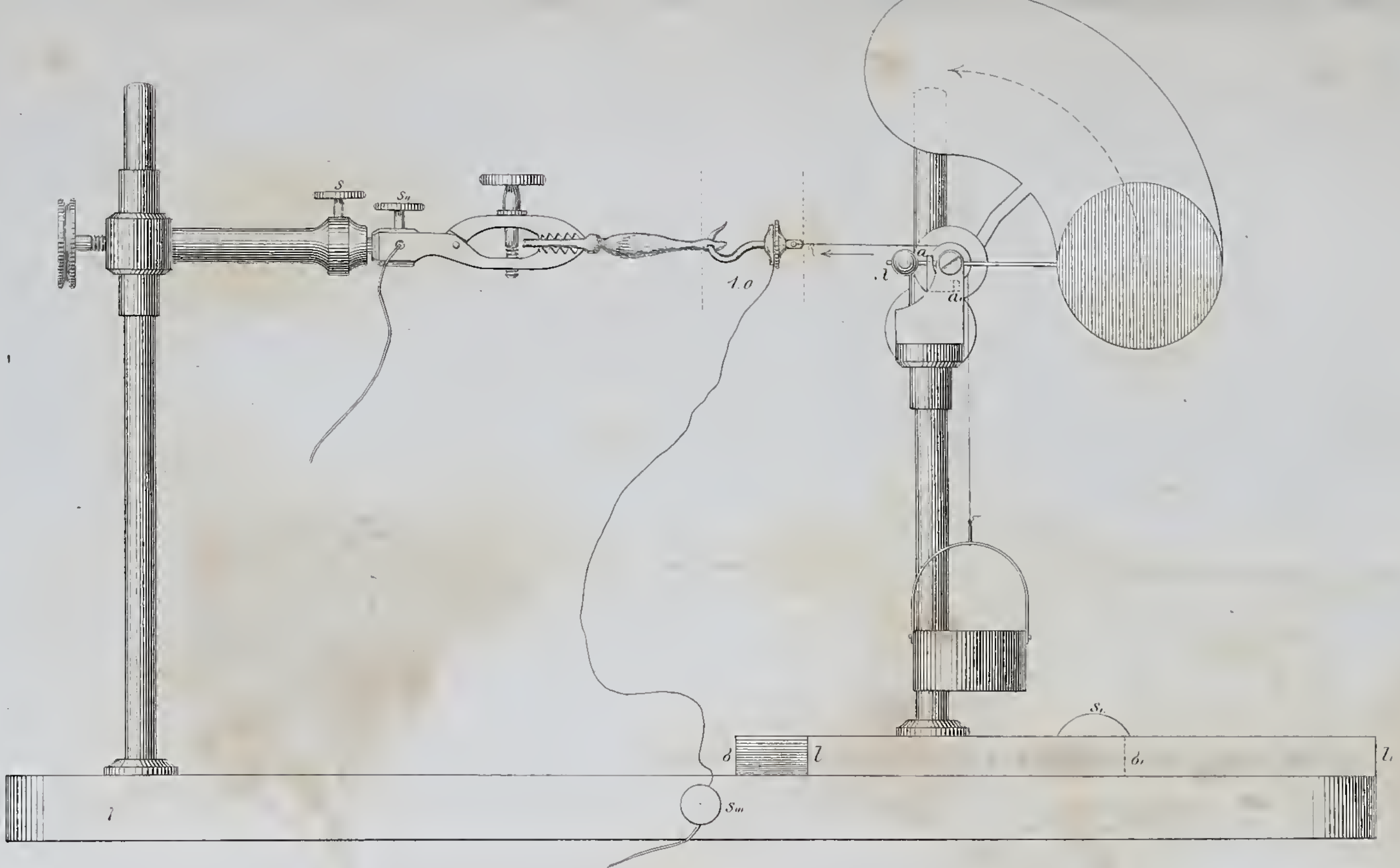


Fig. 9_0.5



Fig. 1a_0.66

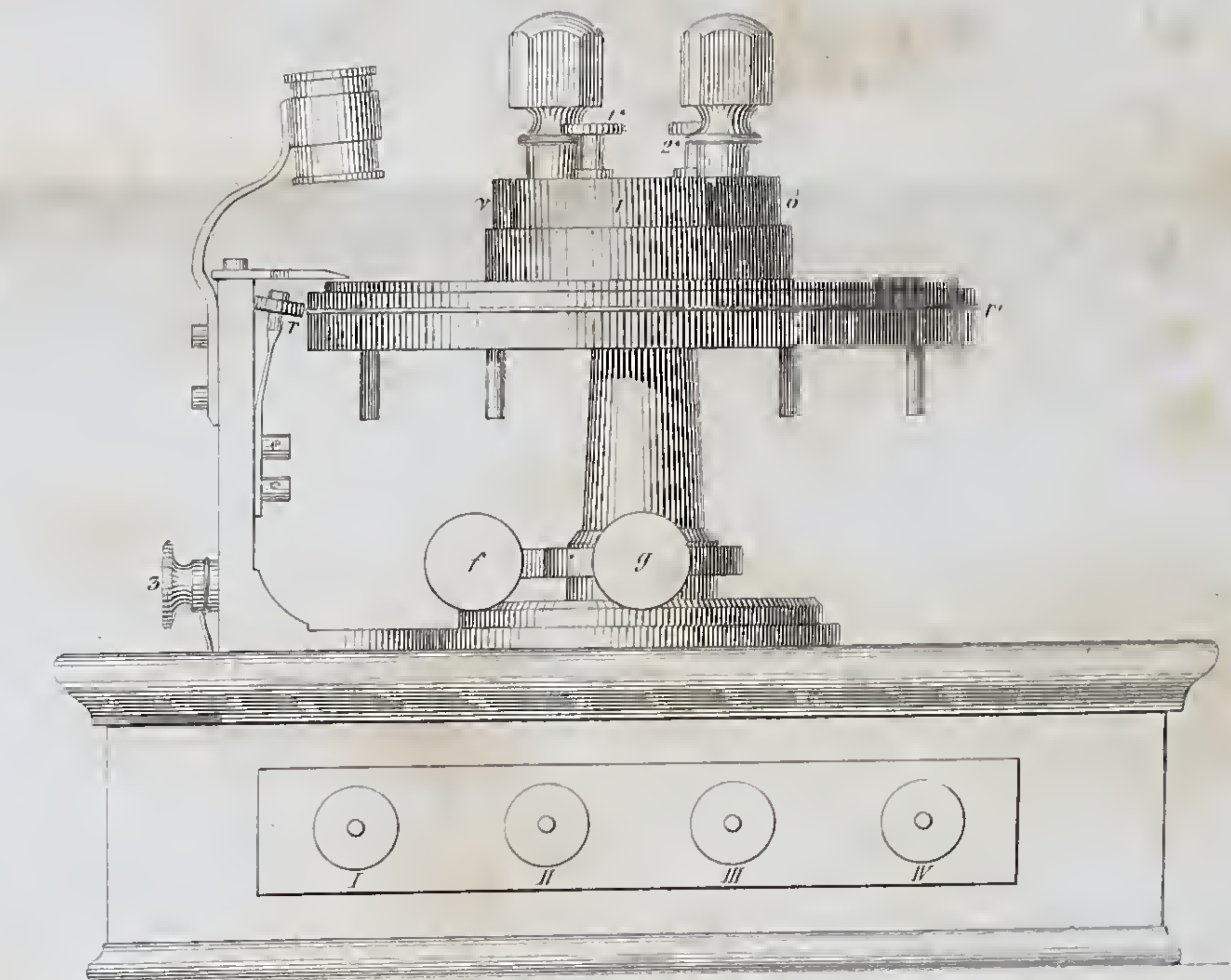


Fig. 6_0.5

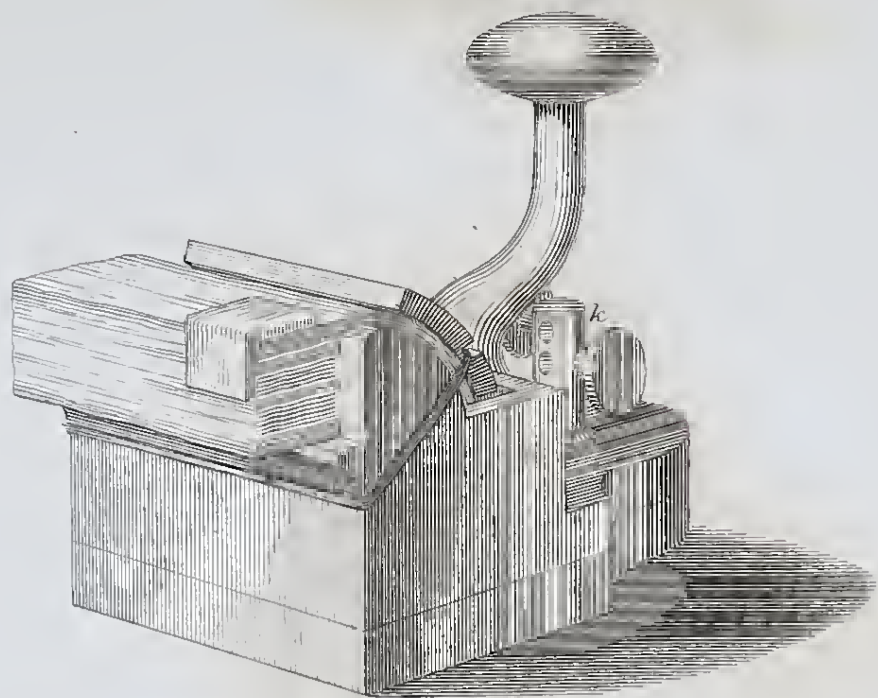


Fig. 1_0.66.

E. d. B-R. gez.

Leipzig, Verlag von Veit u. Comp.

P. Kadeder gest.

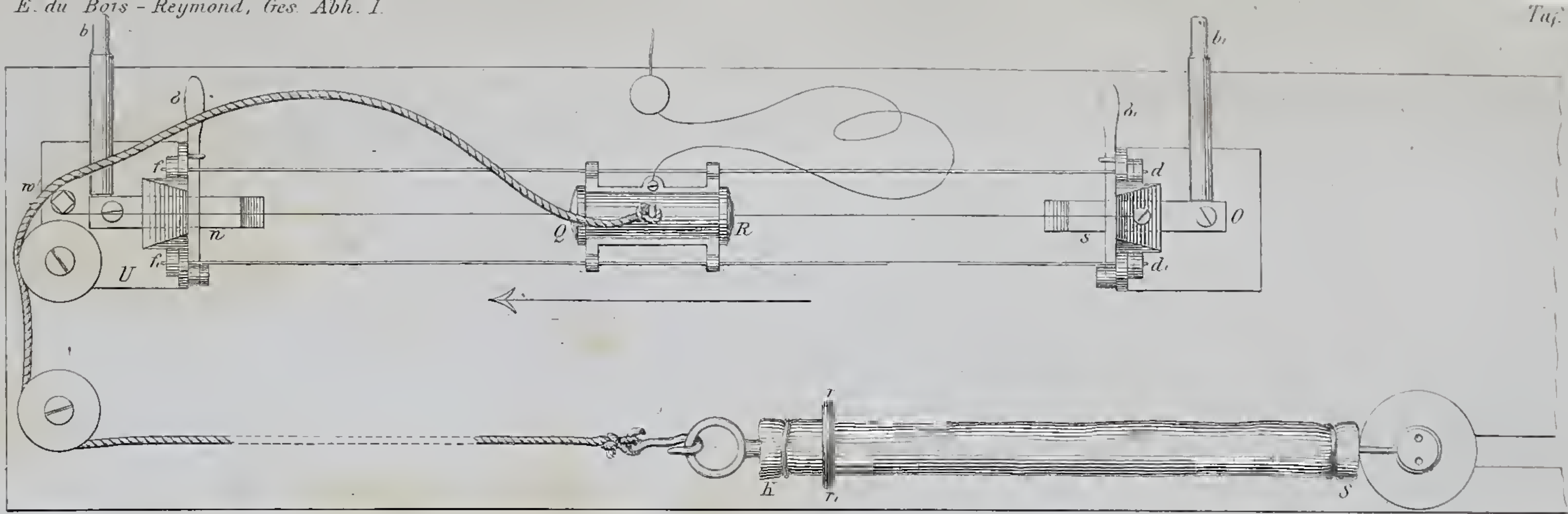


Fig. 8. _ 0.5.

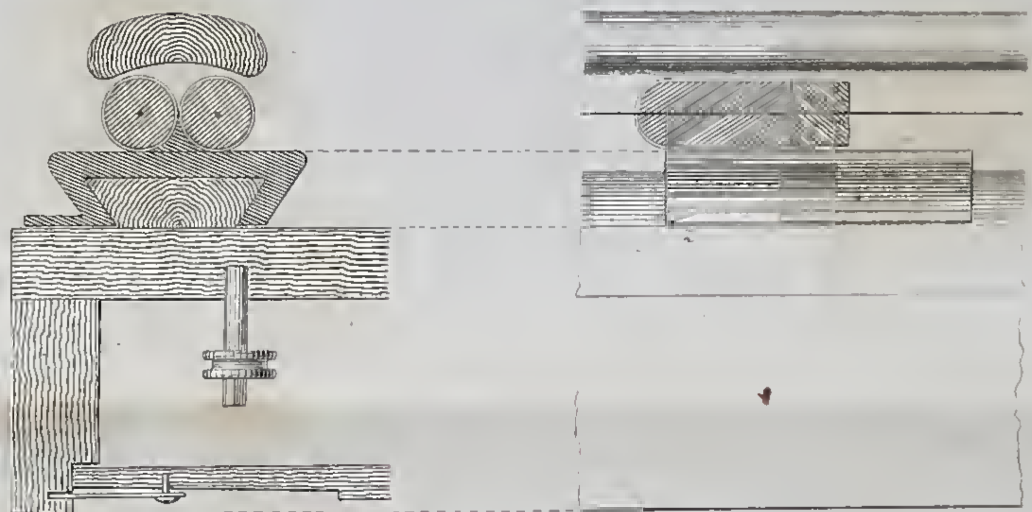


Fig. 8 a. _ 0.66.

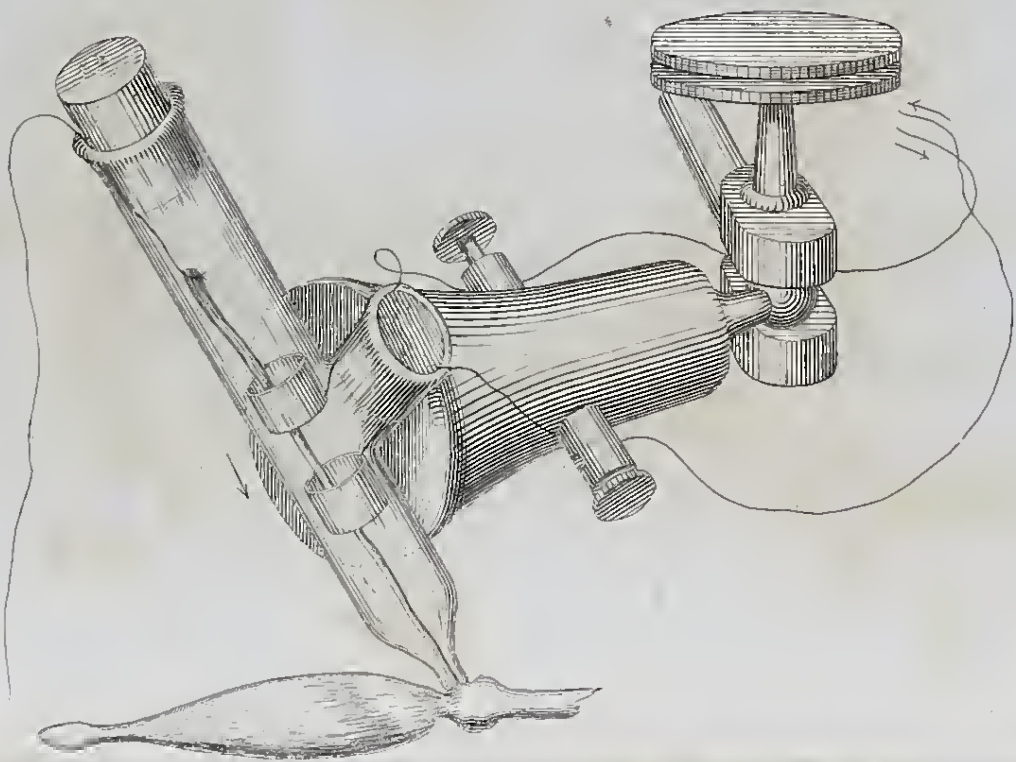


Fig. 11. _ 1.0

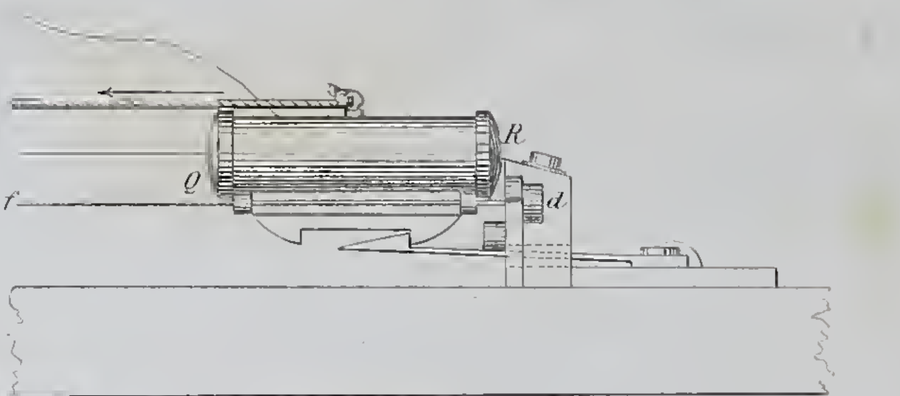


Fig. 7a. 0.5 Fig. 7b.

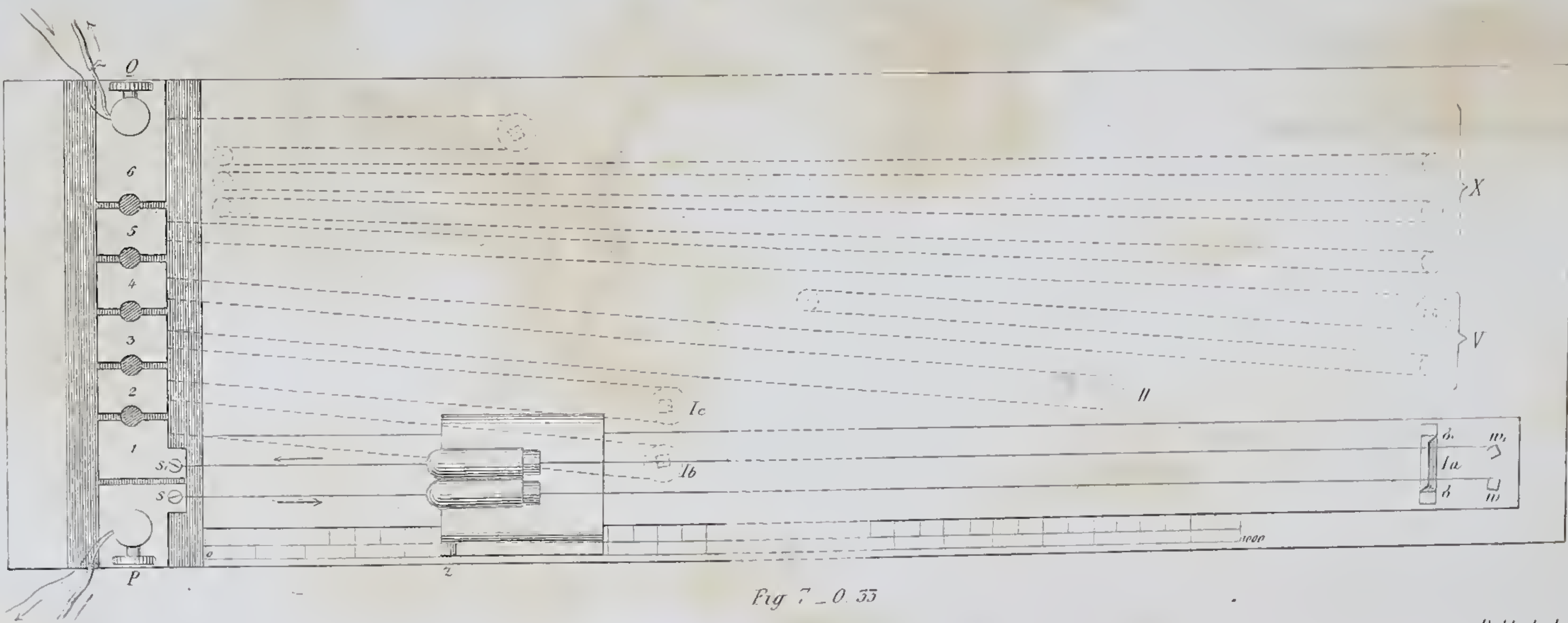


Fig. 7 _ 0.33

E. d. B.-R. gez.

Leipzig, Verlag von Veit u. Comp.

P. Kiedeler gest.

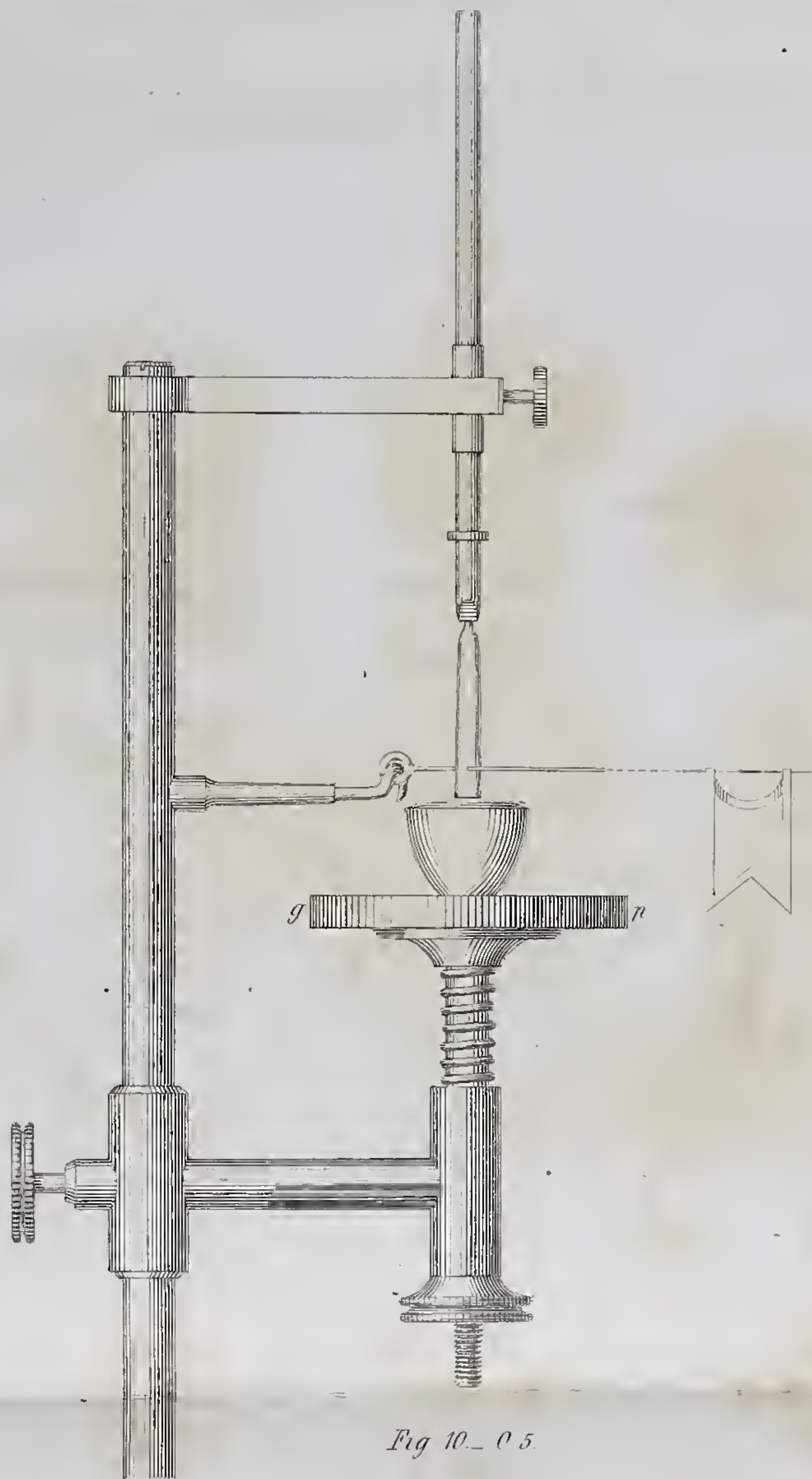


Fig 10_ 0.5.

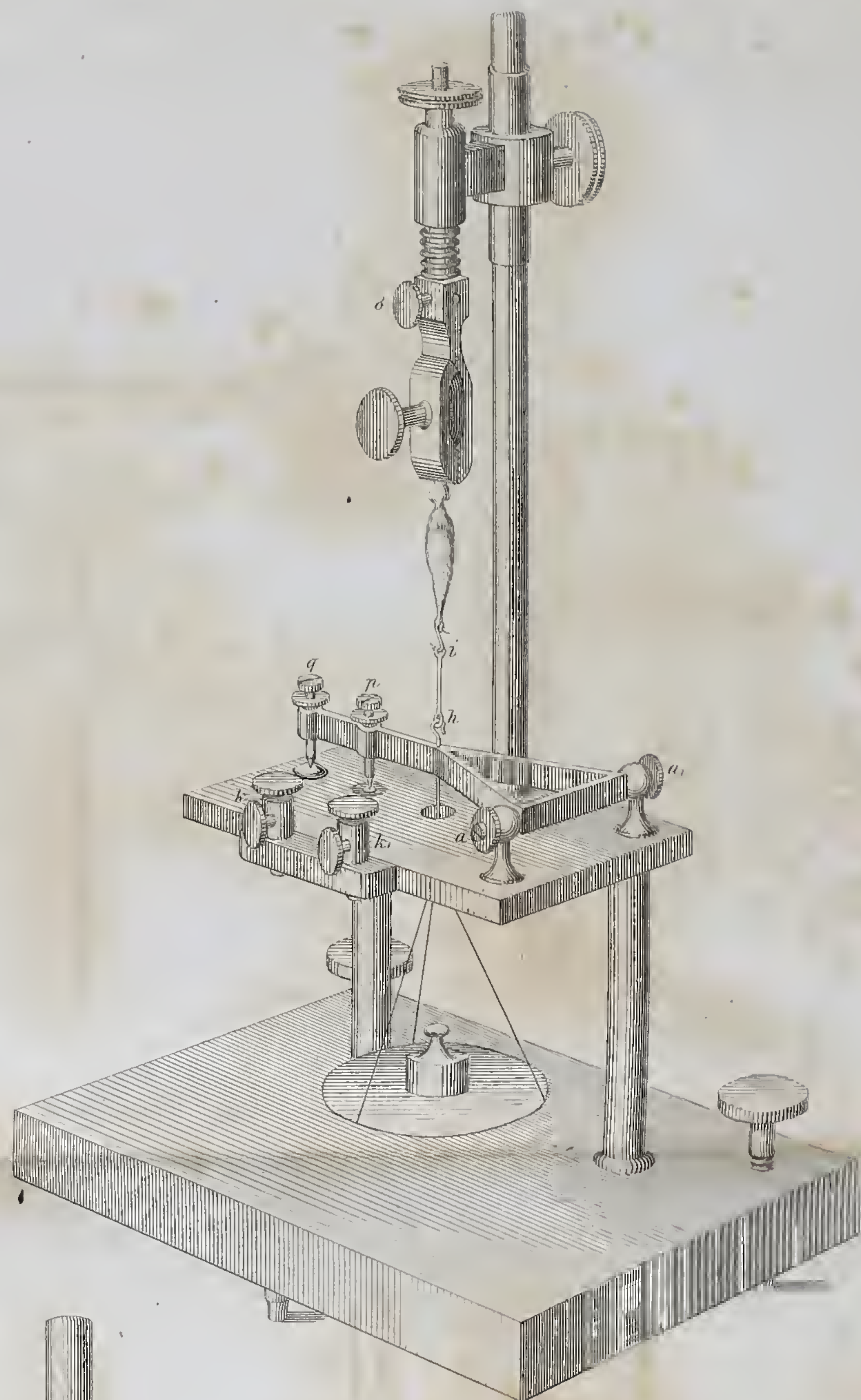


Fig 12_ 0.5.

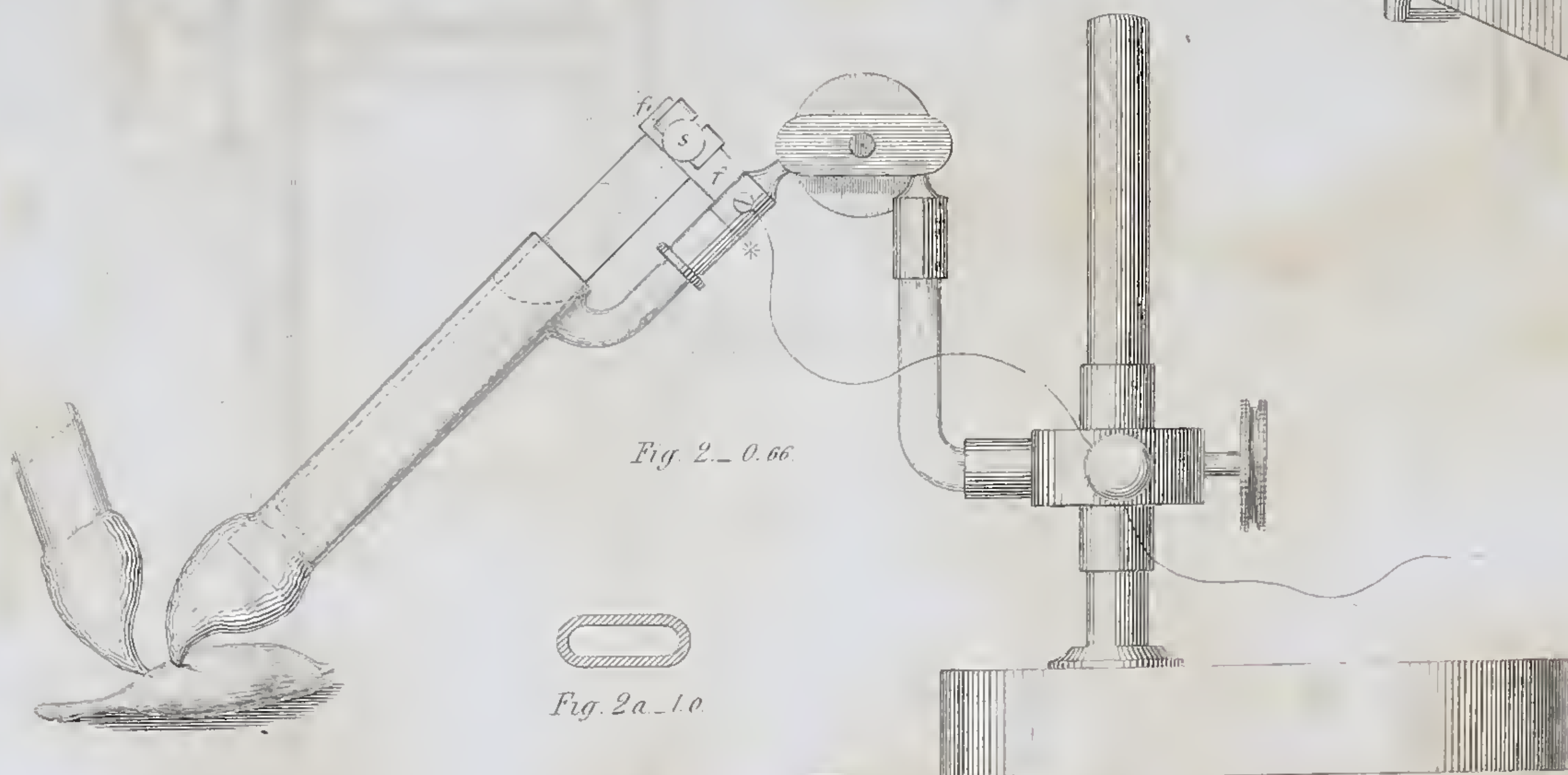


Fig 2_ 0.66



Fig. 2a_ 1.0

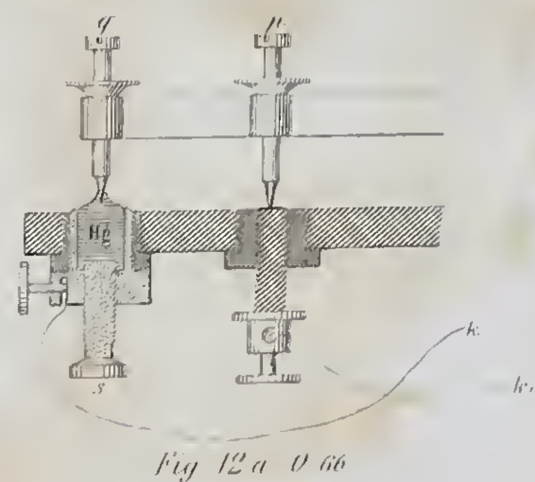


Fig 12a 0.66

F. d. B.-R. gez.

Leipzig, Verlag von Veit u. Comp.

P. Kadeder gest.

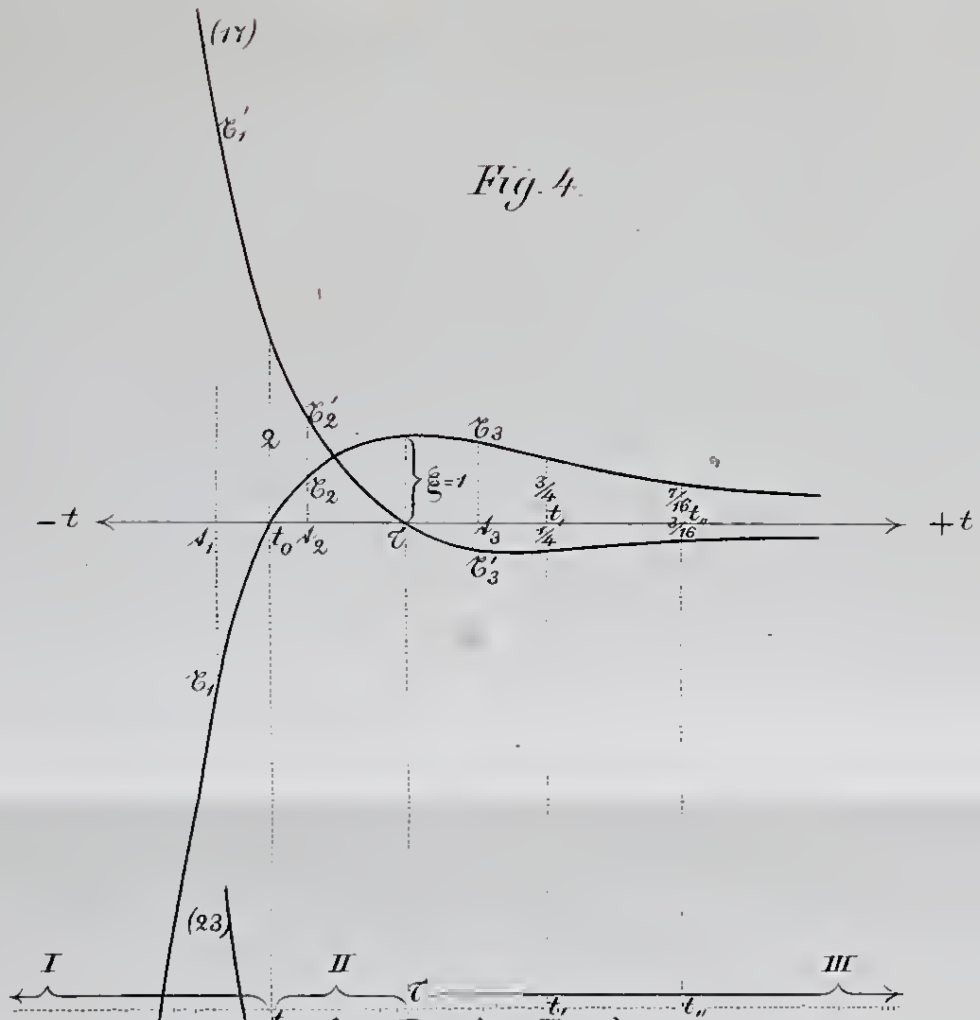


Fig. 4.

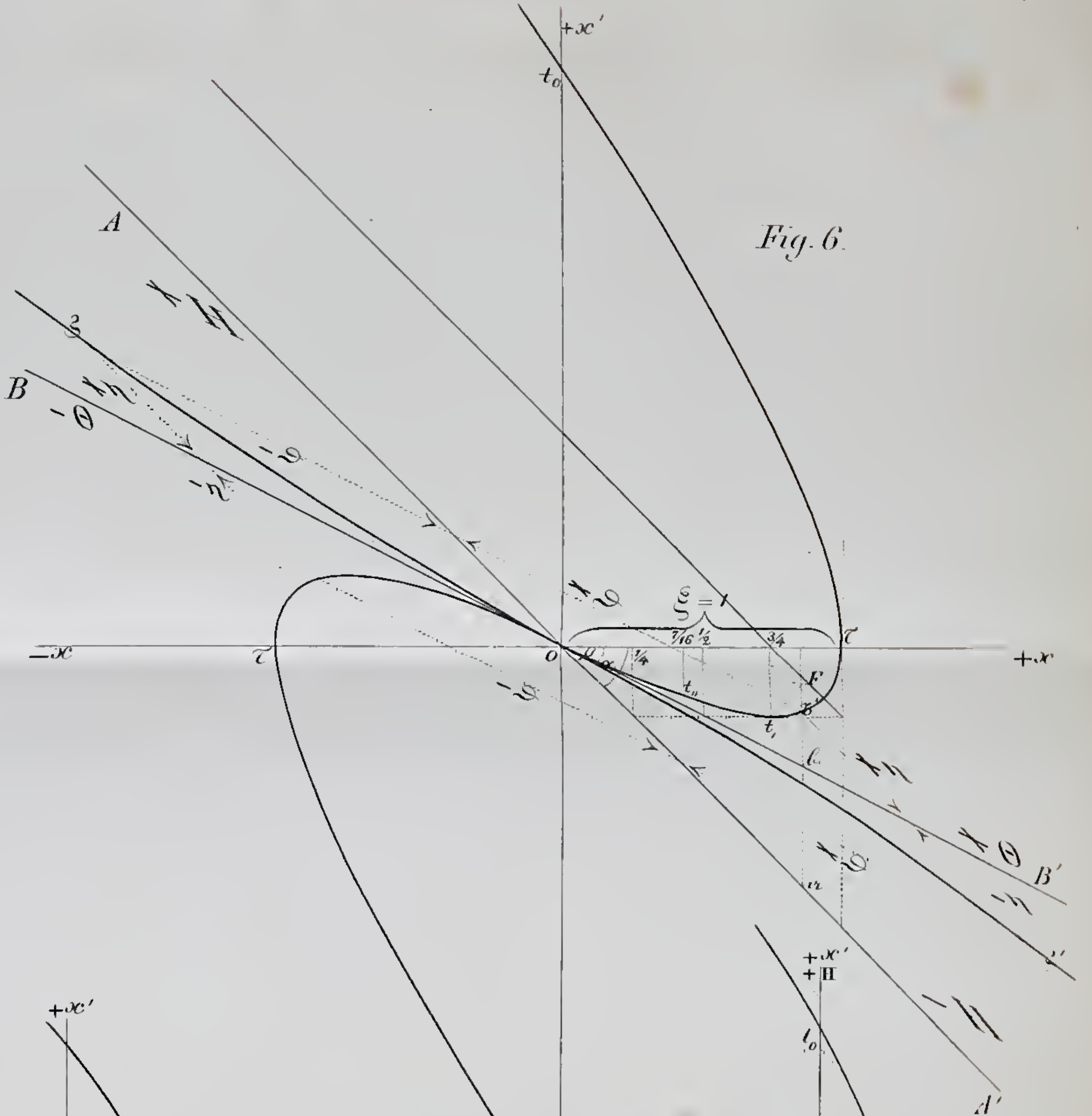


Fig. 6.

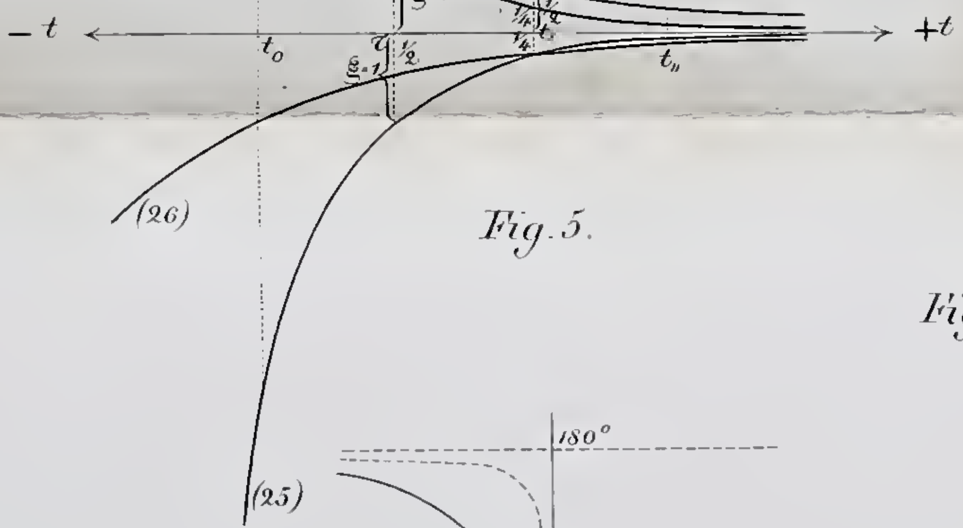


Fig. 5.

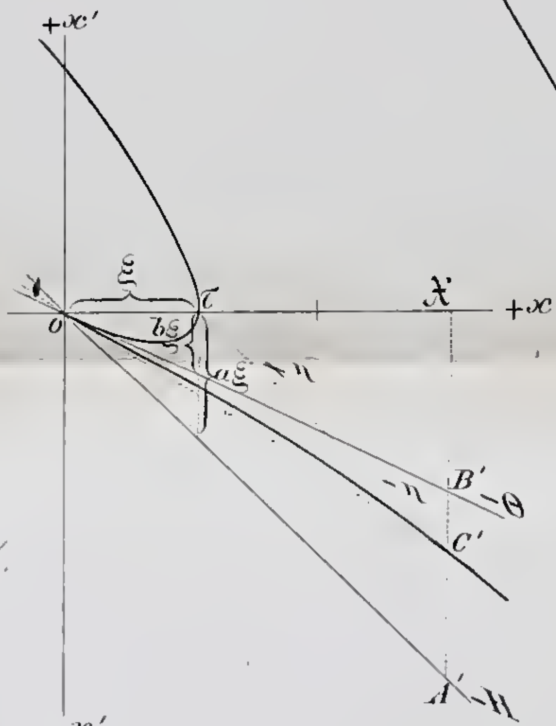


Fig. 7.

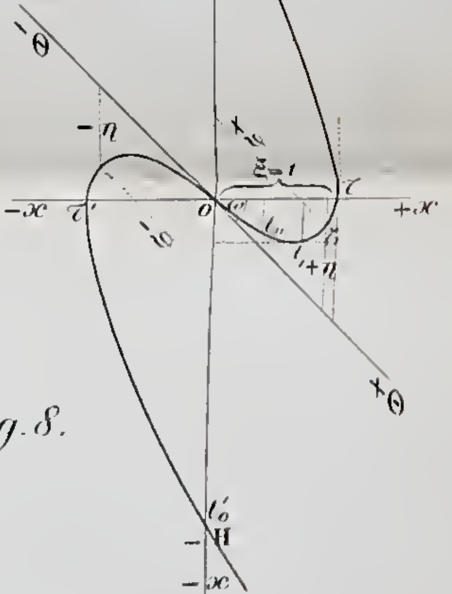


Fig. 8.

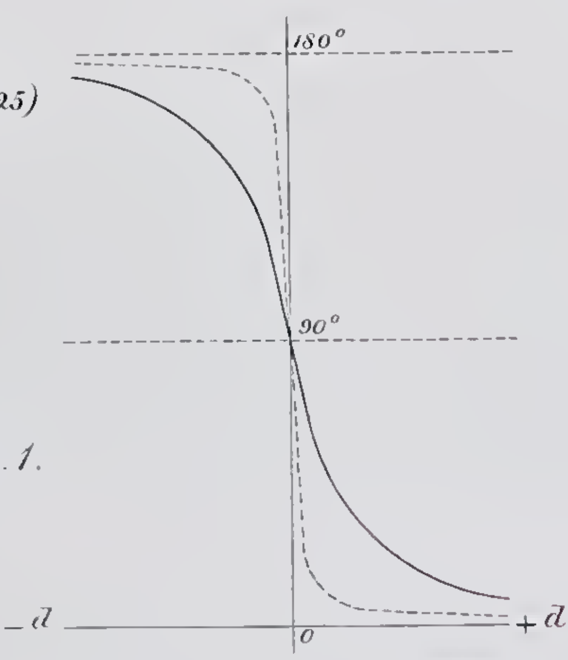


Fig. 1.

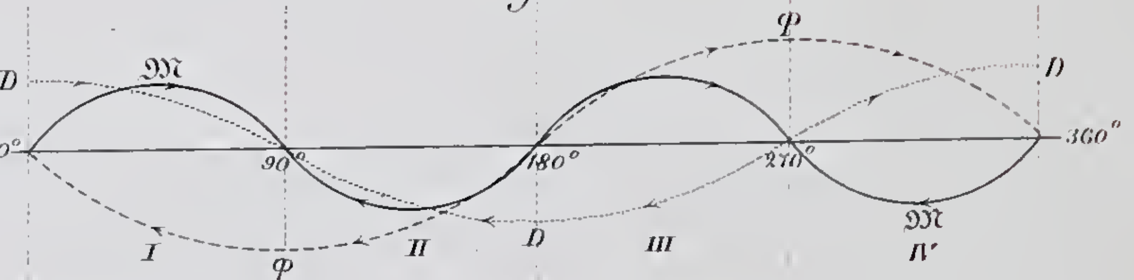


Fig. 2.

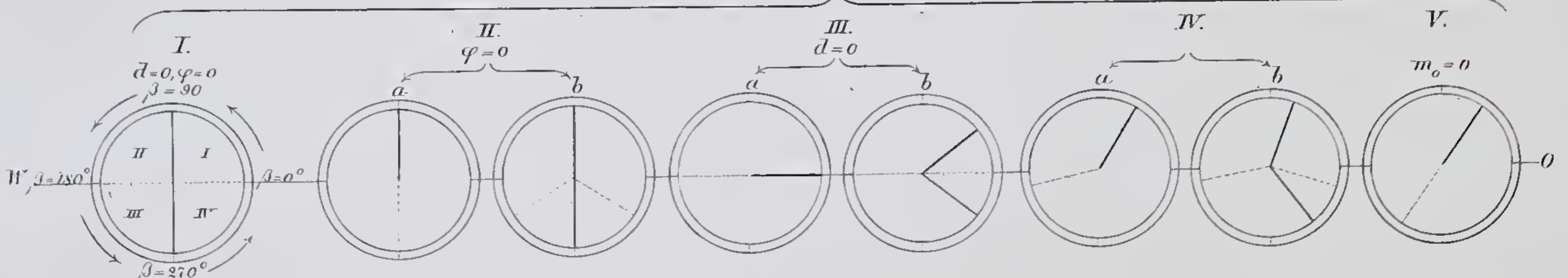


Fig. 3.

E. d. B.-R. gez.

Leipzig, Verlag von Veit u. Comp.

C. Laue lith.

